

空気調和機の冷媒系  
騒音に関する研究

三 立 音 視

1999 年 1 月

①

博 士 論 文

空 気 調 和 機 の 冷 媒 系 騒 音 に 関 す る 研 究

金 沢 大 学 大 学 院 自 然 科 学 研 究 科

地 球 環 境 科 学 専 攻

エ コ エ ネ ル ギ ー 講 座

学 籍 番 号                      96-2304

氏                      名                      観 音 立 三

主 任 指 導 教 官      岡 島 厚 教 授

## 目 次

第 1 章 緒論	4
1. 1 緒言	4
1. 2 冷媒系騒音に関する従来の研究	5
1. 3 本論文の構成	10
第 2 章 空気調和機の騒音	11
2. 1 緒言	11
2. 2 冷媒系騒音の種類と発生	13
2. 3 本研究の対象	14
第 3 章 圧力脈動による熱交換器からの騒音予測	16
3. 1 緒言	16
3. 2 圧力脈動による放射音のモデル化	16
3. 2. 1 圧力脈動加振力の種類	16
3. 2. 2 曲管部の圧力脈動加振力による放射音	19
3. 2. 3 直管部の圧力脈動加振力による放射音	20
3. 3 基礎実験	22
3. 3. 1 圧力脈動の減衰係数	22
3. 3. 2 圧力脈動－加振力変換率の計測	26
3. 4 予測と検証	28
3. 5 検討	30
3. 5. 1 圧力脈動加振力の寄与度	30
3. 5. 2 熱交換器の振動分布	31
3. 6 結言	32
第 4 章 ロータリ圧縮機の圧力脈動の予測	33
4. 1 緒言	33
4. 2 理論解析	33

4. 2. 1	弁部のモデル化	35
4. 2. 1. 1	弁部の基礎式	36
4. 2. 1. 2	弁部の解法	38
4. 2. 2	マフラ系のモデル	39
4. 2. 2. 1	マフラ系の基礎式	39
4. 2. 2. 2	マフラ系の解法	42
4. 3	計算値と実験値の比較	42
4. 3. 1	実験方法	42
4. 3. 2	弁部モデルの予測結果	42
4. 3. 3	マフラ出口弁音の予測結果	47
4. 4	結言	50
第 5 章	均質二相流冷媒による圧力変動の解析	51
5. 1	緒言	51
5. 2	管内二相流動様式の予測	51
5. 2. 1	予測方法	51
5. 2. 2	管内流動解析	52
5. 2. 3	流動様式の推定	55
5. 2. 4	推定法の検証	55
5. 3	均質二相流の流動解析	59
5. 3. 1	冷媒流のモデル化	59
5. 3. 2	数値シミュレーション	61
5. 3. 2. 1	DNS 及び $k-\varepsilon$ モデル	61
5. 3. 2. 2	LES	71
5. 4	検討	74
5. 5	結言	76
第 6 章	非均質二相流冷媒による圧力変動の発生メカニズム	77
6. 1	緒言	77
6. 2	実験装置及び実験方法	77



6. 3	実験結果及び検討	80
6. 3. 1	気泡の挙動と圧力変動	80
6. 3. 2	流量と圧力変動	84
6. 3. 3	気泡長と圧力変動	86
6. 4	考察	88
6. 4. 1	発生音のモデル	88
6. 4. 2	検証	88
6. 4. 3	空気調和機の場合との比較	91
6. 5	結言	91
第 7 章	非均質二相流冷媒による圧力変動の解析	92
7. 1	緒言	92
7. 2	支配方程式と離散化	92
7. 2. 1	支配方程式	92
7. 2. 2	離散化	94
7. 3	計算結果と考察	96
7. 3. 1	静止液体中を上昇する単一気泡	96
7. 3. 2	急拡大管内における単一気泡の挙動	107
7. 3. 2. 1	単相流の場合	107
7. 3. 2. 2	気泡流とスラグ流の場合	107
7. 4	結言	112
第 8 章	結論	113
	謝辞	116
	参考文献	117

# 第1章 緒論

## 1. 1 緒 言

近年、空気調和機の普及に伴い、騒音として寄与の大きい圧縮機や送風機の騒音研究が主体に進められ、室内機及び室外機とも急速に低騒音化が図られるようになった。その結果、冷媒系の騒音や送風機を駆動するモータの電磁音等、圧縮機や送風機以外の騒音の低減が重要な課題となってきた。

本研究は、従来あまり系統的な研究が行われていなかったこの分野の冷媒系の騒音に関する研究をまとめたものである。

冷媒系の騒音には、容積式圧縮機によって発生した圧力脈動によるものと、冷媒の流動に起因にして発生した圧力変動によるものとに大別できる。従来、これらの騒音を低減するために、前者は消音器の設置、後者は管内流速の低減等を行って対応してきた。しかし、これらの対策はいずれも後处理的なものが多く、開発段階に於ける騒音設計やコスト面からの最適設計からほど遠く、系統的な解析手法の確立が必要であった。

そこで、本研究では、上記騒音源の発生とそれらの音響放射のメカニズムの解明や低減を図るために、下記の3項目について、理論解析や基礎実験を実施した。

(1) 圧力脈動によるフィン&チューブの空冷熱交換器からの音響放射

(2) ロータリ圧縮機による高周波の圧力脈動の発生

(3) 冷媒の流動による圧力変動の発生

(1)は、振動モード数の大きな熱交換器の高周波振動や騒音を対象とするために、統計的エネルギー手法 (S E A) を適用してモデル化を行った。また、(2)は、圧縮機内部の弁通路を4つの領域に分け、各領域を集中定数的にモデル化する離散パラメータ法を適用して高周波領域の圧力脈動を予測した。(3)は、均質二相流と非均質二相流に分け、前者は、DNS や  $k-\varepsilon$  モデルを用いた解析により、後者は、まず、空気-水系の気液二相流による実験で圧力変動の発生メカニズムを把握したうえで、圧力変動予測用の二流体モデルを作成し、数値解析を行った。なお、後者に関しては、解析の見通しを得る調査の段階までを実施した。

本章では、上述の冷媒系騒音に関する従来の研究を紹介する。但し、空気調和機に限ると研究例は極めて少なくなるため、空気調和機以外まで範囲を広げて調査を行っている。そして、最後に、本論文の構成について述べる。

## 1. 2 冷媒系騒音に関する従来の研究

本節では、冷媒系騒音に関する従来の研究を紹介する。但し、前述したように、空気調和機に限ると研究例は極めて少なくなるため、範囲を広げて調査を行っている。

空気調和機の冷媒系騒音には、圧縮機の圧力脈動によるものと、冷媒の流動によるものに大別できる。これらが、配管、実際には、表面積の大きな空冷熱交換器を加振して、管壁を振動させ、壁面が音響放射することにより騒音を発する。以下に、関連する研究の歴史を簡単に振り返り、整理した。

### (1) 圧力脈動による音響放射

壁面が振動して音響放射される場合の騒音は、G.Maidanikらにより1950年代より研究がなされてきており、振動体の振動速度が与えられれば、放射効率の概念を用いることにより、放射パワーを算出することが可能である<sup>(1)・(2)</sup>。但し、放射効率が理論的に算出できるのは、矩形板、円板や円筒状のものなど、簡単な形状に限られており、空冷熱交換器のような複雑な構造体は予測が困難であり、現在でも、実験的に求められている。

また、構造体の振動解析は、古くからモード解析が一般的に用いられており、近年は、有限要素法を用いた計算プログラムにより容易に振動値を解析できるようになっている<sup>(3) - (5)</sup>。しかしながら、その解析法は、比較的モード数の少ない構造体を対象としており、モード数の大きい低剛性な構造体には、精度上、適用できない。

一方、1960年代に、MITのR.H.Lyonらにより、統計的エネルギー解析法(Statistical Energy Analysis;略称S E A法)が開発された<sup>(6)・(7)</sup>。これは、振動系の状態を物理系に共通なエネルギーで表現することにより解析する手法であり、入力、散逸の各エネルギーのパワー平衡に着目して、要素間のエネルギー伝達を推定するものである。この方法は、低剛性な構造体である航空宇宙機器、プラント、船舶へと広がり、鉄道、家庭用機器へと応用されてきている<sup>(8) - (16)</sup>。この手法を用いることにより、空冷熱交換器のように、剛性が低く振動モード数の多い構造体でも解析が可能となった<sup>(17) - (19)</sup>(本研究においても、このS E A法を用いて空冷熱交換器全体の平均振動速度を求めている)。S E A法の重要なパラメータに、振動モード数と損失係数があるが、これらは、いずれも、R.H.Lyonらにより理論的に整理されている。それらを用いたS E A法は、振動モード数多いほど精度が良くなる特徴があり、現在では約3dBの精度で予測できるようになってきている<sup>(20)</sup>。

また、配管系の振動に関する従来の研究では、配管振動と管内流体振動(圧力脈動)とは別々に取り扱われている。圧縮機を含む化学プラントでは、複雑な配管系の圧力脈動の固有

振動数を計算する手法が研究され、実用に供されている<sup>(21)・(22)</sup>。さらには、非線形減衰を用いて管内圧力脈動の共振応答を求める研究も行われた<sup>(23)・(24)</sup>。一方、原子炉の配管系においては、一次冷却系の耐震設計に関連して、複雑な立体配管系の固有振動数及び応答計算を可能にしている<sup>(25)・(26)</sup>。また、管内流体と配管振動の連成問題としては、定常流による管の自励振動に関する研究<sup>(27)</sup>や気液二相流によるパラメータ励振形の自励振動を扱った研究<sup>(28)</sup>等がある。しかし、圧力脈動による配管系の振動応答に関する研究は非常に少ない。葉山らは、管内圧力脈動によって引き起こされる配管系の振動応答を求めることを目的として、管内圧力脈動が配管系に及ぼす起振力について考察した<sup>(29)</sup>。その結果、この起振力は、配管系の静たわみやベンド等の幾何学的な曲がり部において、圧力脈動の反作用（圧力作用）として発生すること、また、速い流れがある場合は、空間的な運動量の変化（遠心力作用）によって生じてくることを、検証実験を行って示している。さらに、液流のように、流体の密度が大きい場合は、あるいは配管系の剛性が極めて小さい時には、パラメータ励振の自励振動も生じうることも示している。空冷熱交換器では、管内流速が低いことと管径が小さいことにより、遠心力作用及び自励振動については考慮する必要はなく、圧力作用についてのみ考えればよい<sup>(29)</sup>。

以上、構造体の音響放射、低剛性な構造の振動解析、圧力作用による起振力を結びつけることにより、圧力脈動による空冷熱交換器からの音響放射の予測法の見通しを得ることができた。

## (2) 圧縮機の圧力脈動

容積式圧縮機のシミュレーションは、米国を中心に、1940年代から始まり、最初は、レシプロ圧縮機を対象に、性能、信頼性、寿命、騒音等に対して研究が行われた。主要な要素である弁に関しては、ほとんどの圧縮機は、簡単さと低コストの理由により、自動弁が使われている。この弁は、エンジン等の機械的に動作する弁よりも動作流体の流れによる大きな制約がある。そのため、圧縮機の自動弁は広く研究の対象になってきた。理由は、弁は圧縮機の他の部分よりも信頼性に劣り、非常にデリケートな要素であったためである<sup>(30) - (34)</sup>。

デジタル計算機の出現により、従来の経験的技術による弁設計から、数学モデルを作り、それをプログラム化することが行われた。しかし、多くの数学モデルの基本的な形である非線形微分方程式とそれに必要な多数の変数が必要となるため、1970年前半までは、吸入側と吐出側の弁室内の圧力が圧縮機のサイクル動作の間は一定である等、単純化のための多くの仮定が設けられるレベルであった<sup>(35) - (37)</sup>。

圧力脈動の問題は、振動と騒音、配管とその固定部分の破損、締付部のゆるみ、圧縮機の過負荷ならびに弁板の破損が主であり、設計段階で脈動現象を減ずる努力が払われた。最初、マフラ等の減衰器の有効性の評価のためにアナログ式のシミュレータを用いることに向けられた。このようなアナログ的な研究は一般に大きな簡略化や省略を行っている。弁については、流路面積は最大許容弁揚程で一定とするか直列の非線形抵抗とインダクタンスによる構造で表している。自動弁は系全体にとって重要な部分であり、その動作は省力化はできない。一般に、このアナログ的な研究は、圧縮機後流の管路側における脈動減少の方向に向けられている<sup>(38)・(39)</sup>。

その後、計算機の進歩に伴い、米国のパデュー大学を中心に、弁動作及び脈動の高精度化が研究されるようになり、圧力脈動の解析技術は格段に進歩した。実際には、流れの脈動を入れた弁モデル化、弁押し上げ力の高精度化、弁動作モデルの非線形性の考慮、振動モード解析を用いた弁振動モデル等により、低周波域が対象ではあったが、実験技術の進歩に伴って、精度は大幅に向上した<sup>(40) - (44)</sup>。

騒音・振動面に関しては、弁の応力面の研究からスタートし、そのための振動解析、さらには音響的な解析が行われるようになった。その場合、より弁動作の高精度化が要求されるため、Sodelらは高次の非線形モデルを提案している。また、Trellaらは、1000Hz以上の高周波域の圧力脈動を予測するために、弁流路を4つの領域に分け、各領域を集中定数的にモデル化する離散パラメータ法を提案した。これらは、いずれもレシプロ圧縮機を対象とした研究であった<sup>(45) - (56)</sup>。

ロータリ圧縮機における脈動解析は、主に日本がリードしてきた。清水らは、ロータリ圧縮機について、高精度に弁動作及び脈動の予測を行っている<sup>(57) - (61)</sup>。

また、ロータリ圧縮機は、弁室とマフラを兼ねた構造がとられる。その場合、マフラ外に放出される圧力脈動を求めることが必要となる。高周波域までを対象とすると、マフラ内の音場も含めた解析が必要となるが、その場合の音響モデルに関しては、音響モード解析が有効である。3次元空間音響モード解析に関しては、エンジン等のマフラにおいて、FEM解析を用いてモーダルパラメータを算出し、減音量を求めた例が多い<sup>(62) - (75)</sup>。

以上、圧縮機の弁動作の解析、高周波域の弁流路のモデル化、ロータリ圧縮機の弁モデル、弁室（マフラ）内の3次元空間音響モード解析を結びつけることにより、現在の主流の一つを占めているロータリ圧縮機について、騒音が対象となる高周波の圧力脈動予測の見通しを得ることができた。

### (3) 冷媒流動

気液二相流の流動と伝熱の研究は、第2次世界大戦前後からのボイラの発達と共に発展した。最初は、気液両相の速度が等しい均質流及び熱的平衡状態が成り立つ平衡流として扱い、摩擦損失や粘性係数等の物性値を気液の存在割合で補正することにより、単相流として取り扱う方法が用いられてきた<sup>(76)</sup>。

しかし、上記モデルではボイド率や循環量を過大評価してしまう問題があり、Lakhtart や Martinelliに代表される気液両相間の速度比をスリップ比として考慮するモデルが提唱され、それらに関する研究が行われた<sup>(77)</sup>。

その後、沸騰水型の原子炉が開発されると、冷却水の流出事故に関連して、より高精度なボイド率やスリップ比が要求されるようになった。Bankoff は、気液両相の局所的な流速は等しいが、流速分布及び存在割合分布が気液両相で異なるため、流路内で積分すると、スリップ比が生じるというモデルを提唱した。それを、Zuber らは局所的に気液両相ではスリップが存在するという考えを導入したドリフトフラックスモデルを提唱することにより玉成した。これらを用いた解析（原子炉内の流れの安定性や過渡現象の解析）は、原子炉の開発に大きな成果をもたらした<sup>(78) - (86)</sup>。

1970年代後半からは、原子炉の事故シナリオを解析的に解く安全研究が行われるようになり、同時に大型コンピュータの発展により、気液二相流のモデルを基礎式を気液別々に立て直接解く二流体モデルが誕生した。そして二流体モデルの数学的な特性が明らかにされ、また、基礎式に組み込まれる構成式の確立についても多くの研究がなされ、多くの解析コードが作られている<sup>(87) - (89)</sup>。

しかし、ミクロ的に見た場合、二相流の現象はまだ未解決な問題が多く、原子力を含めた分野で今なお多くの研究が行われている<sup>(90) - (98)</sup>。

一方、空気調和機や冷凍機に関しては、1980年代より、キャピラリチューブや感温式膨張弁の設計から高速二相流動が重要な問題となってきた。このような細管流れでは壁面の影響が現れ、原子炉等の大口径の二相流とは異なる流動形態となることが予想され、管壁の熱的条件をモデル化した高速細管流の研究がなされるようになった<sup>(99)・(100)</sup>。

また、空気調和機の騒音を対象とした本格的な研究は、急速な低騒音化が行われ始めた1980年代後半より始まっている<sup>(101)</sup>。研究には、大きく分けて、キャピラリチューブでの発生音を対象としたもの<sup>(102) - (104)</sup>、オリフィスでの発生音を対象としたもの<sup>(105)・(106)</sup>、感温式または電子式膨張弁での発生音を対象としたもの<sup>(107)・(108)</sup>があり、いずれの研究

も、絞り部を気液二相流冷媒が通過する際に発生する流動音のメカニズムを実験的に整理しており、スラグ流等の非均質流で騒音が大きくなるため、その解明及び低減が重要であると結論づけている。

気液二相流の騒音を想定した解析例はほとんどない。理由は、空気調和機以外の機械は信頼性等の騒音以前の問題が重要な課題であること、空気調和機に至っては研究が始まったばかりであり手がつけられていない状況であるためである。

気液二相流は、噴霧流や気泡流等の均質流として扱える流れとスラグ流やフロス流のように非均質流として扱う必要がある流れとに大別できるが、前者は気液両相間のスリップ比を無視すれば、単相流の解析法が適用可能である。均質二相流の領域で問題となるのは、乱流による圧力変動であり、DNS (Direct Numerical Simulation),  $k-\varepsilon$  モデル, LES (Large Eddy Simulation), 応力方程式モデル等が適用できる。これらを用いたモデル化や解析事例は多く<sup>(109)-(115)</sup>、また、解析コードも多く作られている。

上述の解析法を用いて、絞り後流の急拡大部における乱流を扱った例として、Moon, Yoo, Drewryらの研究があり、実験と解析とを対応させている<sup>(116)-(121)</sup>。ただし、レイノルズ数が大きい領域では、 $k-\varepsilon$  モデルを用いることになり、圧力変動の大きさを直接求めることはできない。しかしながら、乱流エネルギーの分布等から最適化のための解析を行うことが可能である<sup>(122)</sup>。

また、現在の計算機能力、複雑な形状への適用、乱流の3次元性の再現等を考えると、LESが最も有効と考えられる。この方法は、始めchannel flowに適用され、モデルの改善や精度の向上が図られたことにより、高精度な実験と並んで、乱流構造を定量的に詳しく調査する手段として研究が進められてきた。現在は、2次元角柱回りの流れ、back step 流れ、平板上のcube回りの流れ等へ適用されている<sup>(123)-(125)</sup>。ただし、計算時間の問題が有り、実用的な解析技術として利用されるのは、EWS等の計算機処理速度が格段に早くなってからであろう。

高速の非均質二相流を対象とした解析例は見当たらない。二流体モデルの解析はHallow等によるMAC (Marker and Cell) 法がある<sup>(126)</sup>。しかし、表面張力の表現に問題があり、HirtらによってVOF (Volume of Fluid) 法が開発されることにより、気液界面の解析が盛んに行われるようになった<sup>(127)</sup>。現在では、界面を求める移流方程式にいろいろな手法が試みられているようであり、また、計算の対象は、静止液体中の気泡の上昇の解析まで行われるようになってきた。



### 1. 3 本論文の構成

本研究では、空気調和機の冷媒系騒音について、流体系音源である容積式圧縮機による圧力脈動と絞り部で発生する圧力変動及びそれらが空気調和機の空冷熱交換器を加振して発生する放射音のメカニズムを明らかにする。

本論文は8章からなる。第1章は緒論、第2章は空気調和機の騒音についての解説である。

第3章では、放射音のメカニズムを解明する目的で、管内の圧力脈動や圧力変動が管長の長い空冷の熱交換器の壁面を加振して発生する騒音の予測を行っている。長い管の場合、振動のモード密度が大きいいため、従来の解析手法であるFEM解析の適用が困難となり、振動をエネルギー流れとして扱う統計的エネルギー手法（SEA）を用いることにより、予測可能であることを示した。

第4章では、騒音が対象となる圧力脈動の発生に関して、主流な圧縮機の一つであるロータリ圧縮機を対象に、高周波までの圧力脈動の予測法を検討した。そのためには、圧縮機の吐出弁付近のガス流路を細かく分割した上で（離散パラメータ法）、ガスの質量保存式、運動量保存式、弁の運動方程式等を連成し、解いている。また、弁からマフラ内に放出された圧力波がマフラ外に放出される場合の解析法として、音響モード解析を適用し、精度の良い予測が可能であることを示した。

第5章では、均質な二相流が絞り部を通過することにより発生する圧力変動について検討した。実際には、DNS、 $k-\epsilon$ モデル、LESの解析を主要な絞りであるキャピラリチューブや膨張弁に適用し、レイノルズ数が小さい場合はDNS、レイノルズ数が大きい場合は $k-\epsilon$ モデルの解析法を適用することにより、圧力変動の解析が可能であること及び低減のための検討手法として有効であることを実証した。

第6章では、非均質な二相流によって大きな圧力変動が発生するメカニズムを、空気-水系気液二相流を用いて、実験的に検討した。均質な二相流と異なり、気泡が絞りを通過する際の気泡の収縮により発生した圧力変動が音源となっていることを示し、第7章の解析モデルの考え方を実験的に示した。

第7章では、非均質な二相流によって発生する圧力変動を解析する場合のモデル化と二流体モデルでの流動解析を可能にするための第1ステップとして、非圧縮性モデルでの解析を試み、圧縮性モデルでの解析の可能性を示唆した。

第8章では、本研究を総括する。

## 第2章 空気調和機の騒音

### 2. 1 緒言

空気調和機の低騒音化要求は強く，室内機に関しては，過去，送風音を主体に低減してきた結果，従来あまり問題とならなかった冷媒系の騒音の寄与が大きくなってきた<sup>(131), (132)</sup>．図2. 1は，現在の日本の主力である2.5kW クラスの分離型の空気調和機の室内機騒音（冷房運転時）の要因を分析した結果の例である．このように，弱運転では，冷媒系の騒音が支配的となってきている．また，起動時あるいは停止時の問題はほとんどが冷媒系の騒音であり，これらの騒音低減が重要な課題となっている<sup>(133)</sup>．さらに，空気調和機は冷房専用機から冷暖兼用のヒートポンプ機へと移行した結果，冷媒系の騒音については，容積式圧縮機より吐き出される圧力脈動に起因した騒音の低減も，室内機側の低騒音化要求のために，重要な課題となってきている<sup>(17)</sup>．

図2. 2に空気調和機の室外機の騒音要因図を示す．国内における住宅用空気調和機は，窓用の一体型空気調和機が主であったが（米国では今もそうであるが），現在は95% 以上が分離型空気調和機に移行している．その理由の一つが騒音であり，現在では，分離型の室内機の騒音は，一体型に比べ，使用頻度の多い弱運転では約20dB(A) 低い値となっている<sup>(130)</sup>（分離型の室内機の騒音要因は，図2. 2の要因から圧縮機系を除いたものとなる）．

また，近年は，国際的にも空気調和機を含めた家電製品の低騒音化が重要となってきており，そのための国際規格作成の活動も近年盛んになっている<sup>(134), (135)</sup>．

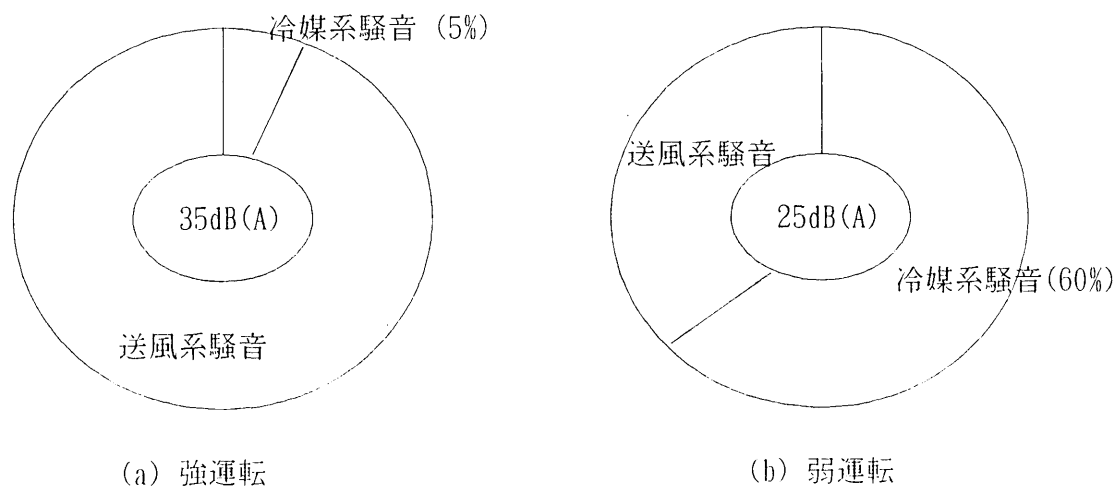


図2. 1 2.5kw クラス住宅用分離型空気調和機の室内機の騒音要因（冷房運転）

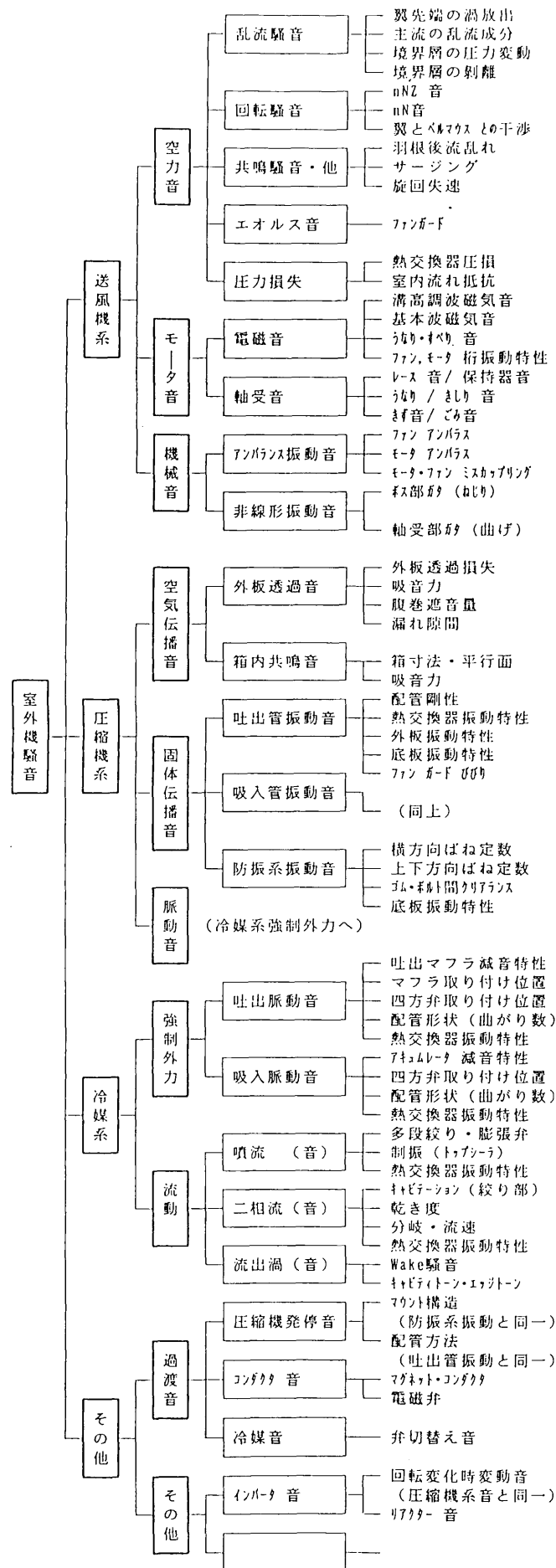


図 2. 2 空気調和機の騒音要因

## 2. 2 冷媒系騒音の種類と発生

空気調和機の冷媒回路を下図に示す。圧縮機により吐き出された高圧、高温の吐出ガスは送風機の付いた熱交換器（コンデンサ）に送られ、空気に熱を放出して凝縮し、高圧の液となる。そのあと、膨張弁またはキャピラリチューブの絞り部を通過して低圧、低温の二相流となり、送風機の付いた熱交換器（エバポレータ）に入る。そこで、空気の熱を奪って蒸発し、冷媒は低圧のガスとなり、圧縮機に吸入される。このサイクルにおいて、下記(a), (b)の流体音が発生する。

(a) 容積式圧縮機により圧力脈動が発生し、吐出脈動として配管を伝播して、コンデンサに至り、管壁を加振して騒音を放射する。

(b) 絞り部で噴流が発生し、その際の圧力変動が配管を伝播して、エバポレータに至り、管壁を加振して騒音を放射する。

圧力脈度の発生源となる容積式圧縮機には、いろいろなタイプがあるが、現在は、高効率、低騒音、コンパクト等の理由から、ロータリ圧縮機とスクロール圧縮機が主流を占るようになった。これらは、本体から放射される騒音も低いが、圧力脈動が圧縮機構上小さい特徴があるため、空気調和機全体の低騒音設計に有利であり、採用された一因となっている。

圧力変動の発生源となる絞りにはキャピラリチューブと膨張弁の2種類があり、後者は、インバータ駆動の空気調和機が主流になるにつれて増加してきている（1998年では90%がインバータ駆動の空気調和機となっている）。なお、絞り前後の流路の拡大率の大きい膨張弁がより大きな騒音源であるため、それによって発生する騒音の低減が重要となっている。

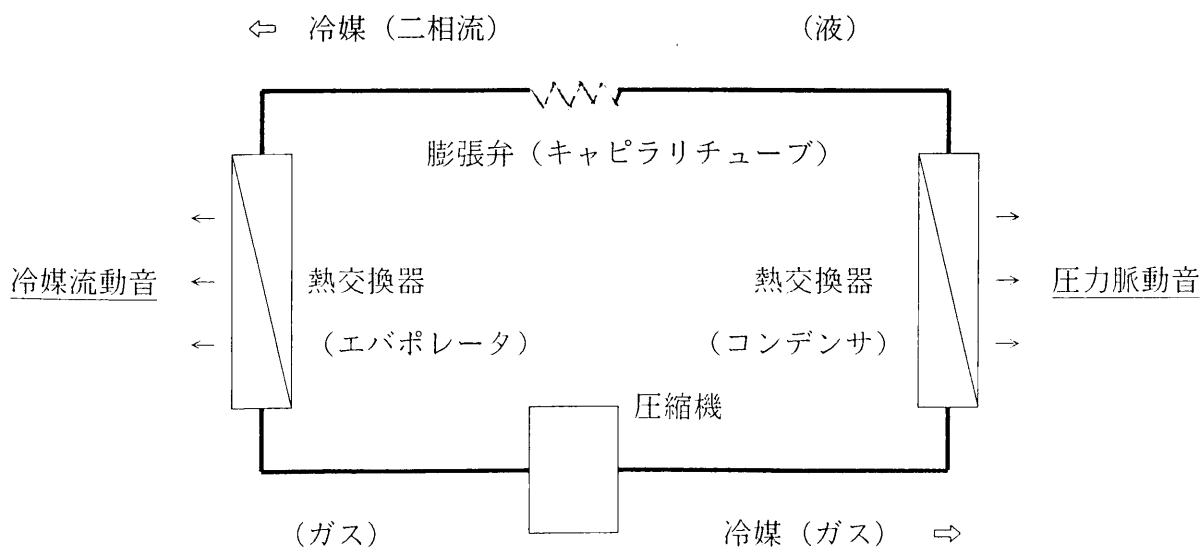


図2. 3 冷媒系の騒音発生メカニズム

## 2. 3 本研究の対象

本研究では、空気調和機から発生する騒音の内、冷媒系騒音を対象とする。冷媒系騒音には（再記するが）下記に示す2種類がある。

(a) 圧力脈動音：容積式圧縮機から発生する圧力脈動が、配管から熱交換器（コンデンサ）に伝わり、熱交換器表面から空気中に放射される騒音

(b) 冷媒流動音：膨張弁あるいはキャピラリチューブから発生する圧力変動が、配管から熱交換器（エバポレータ）伝わり、熱交換器表面から空気中に放射される騒音

これらを経路別に分けると、発生源、伝播路、音響放射となる。発生源は各々異なるけれども、配管（伝播路）から熱交換器（音響放射）までは同じである。

そこで、本研究では、発生経路である下記の3つを対象にした。

### (1) 熱交換器からの放射音（音響放射）

この解析については、空冷のフィン&チューブ熱交換器は配管長が10～30m 近くあるため、モデル密度が大きく、FEM解析で振動を算出するのは精度上不可能であり、振動をエネルギー的に扱う統計的エネルギー手法（SEA）を適用した。また、振動から騒音の予測は、すべて解析的に求めることは困難であり、熱交換器の単位当たりの音響放射効率を実験的に求める方法を採用した。

### (2) 容積式圧縮機の高周波圧力脈動（発生源）

この解析については、離散パラメータ法を用いて、ロータリ圧縮機の筒内圧力とリード弁出口までの圧力とガス流速を弁の運動と連成させることにより、対象とする高周波まで求めた。また、ロータリ圧縮機の場合、弁は直接マフラ内部に取り付けられるため、本研究では、マフラ出口までの圧力脈動の解析を行った。そのマフラは、一般に、複雑な形状をしているため、高周波までを対象にすると、固有音響モードが存在する。そこで、圧力脈動の算出には音響モード解析を用いた。マフラ後流から熱交換器までは、従来の応答系の解析（伝達マトリックス法やFEM解析）を適用することにより、圧力脈動を容易に算出することができる。

### (3) 絞り部の冷媒流動及び圧力変動（発生源）

この解析では、対象とする空気調和機では図2. 4に示す二相流状態となっているので、噴霧流等の均質二相流とスラグ流やフロス流の非均質二相流を対象にモデル化及び解析を行った（空気調和機は、図2. 4に示すように、絞りをどの箇所に設置するかによって、3種類に大別される。フローパターンはそれぞれ異なっている）。

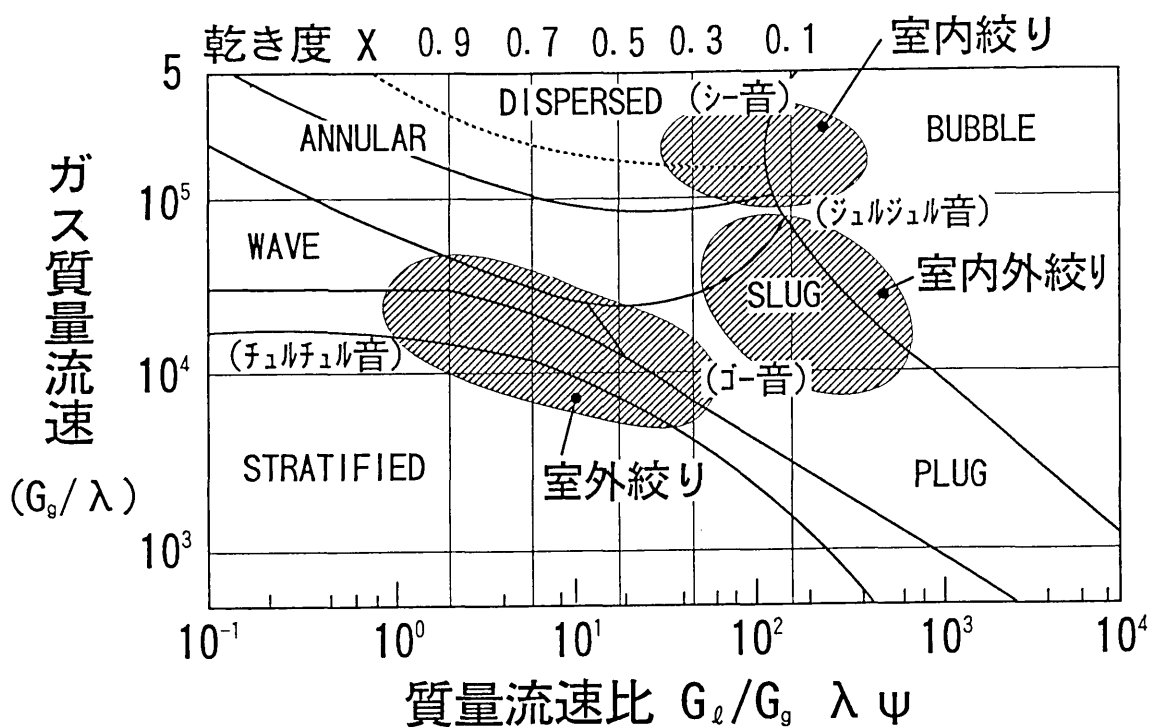


図 2. 4 絞り部のフローパターン

対象とした絞り構造と解析手法を下表にまとめるが、均質二相流に関しては、DNSや $k-\varepsilon$ モデルを適用して解析することにより、冷媒流動音の低減のための実用的な検討ができるようになった。非均質二相流については、まず、空気-水系の気液二相流を用いて、絞り通過時の騒音発生メカニズムを調査し、気泡が絞り通過後再膨張する際のパルス状の圧力変動が音源であることを示した。さらに、その結果から想定される発生モデルについて、将来、非均質二相流の圧力変動予測を可能にすることを考え、第1ステップとして、非圧縮性モデルの単一気泡の挙動を解析した。結果、圧縮性モデルでの解析の見通しを得ることができた。

表 2. 1 冷媒流動解析

対象流	絞り部	解析法
均質二相流	キャピラリチューブ	DNS
	膨張弁	$k-\varepsilon$ モデル
		LES
非均質二相流	キャピラリチューブ	MAC, VOF 法

## 第3章 圧力脈動による熱交換器からの騒音予測

### 3. 1 緒言

空気調和機は室内機及び室外機とも急速に低騒音化が図られてきた。特に低騒音が要求される室内機については、従来、主要な騒音源であった送風機騒音を低減してきたが、その結果、今回対象とした圧力脈動（あるいは圧力変動）に起因した騒音や送風機を駆動するモータの電磁音等の送風機騒音（空力音）以外の騒音の低減が重要となってきた。

圧力脈動に起因した騒音は、配管が圧力脈動で加振されることにより発生する振動音であるが、そのほとんどは面積の大きい空気調和機の空冷熱交換器より空気中に放射される。空気調和機の空冷熱交換器は長配管・高密度の銅管とアルミニウムのフィンから構成されているため、モーダル密度が極めて高く、そのため、その振動をFEM等により、波動論的に解析することは困難である。

そこで、本研究では、その振動をエネルギー流れとして取り扱うSEA (Statistical Energy Analysis)法を用いてモデル化及び解析を行った。この方法は、対象とする振動系のモーダル密度や損失係数が得られれば系全体の振動が予想できる手法であり、モード数の多いものほど精度がよい特徴がある。

圧力脈動による配管の加振力については、熱交換器の端部にあるU字状をしている曲管部における加振力とフィンがある直管部における加振力の二つを想定して、モデル化を行った。圧力脈動は管内を減衰しながら伝播していくが、一般に、熱交換器内の冷媒ガスのように相変化する場合は、二相流発生領域で圧力波は大きく減衰する。本研究では、この減衰係数を実験により求め、検討した。

さらに、管振動及びそれによって発生する騒音を、実際の空気調和機の空冷熱交換器を用いた実験により検証し、本解析手法の有効性を示した。

### 3. 2 圧力脈動による放射音のモデル化

#### 3. 2. 1 圧力脈動加振力の種類

図3. 1は、一般によく用いられる壁掛型の空気調和機の室内機の内部構造を示す。圧力脈動による放射音が問題となる暖房運転では、室外機より流入してきた圧力脈動を有する高圧の冷媒ガスは、通常複数のサーキットがある空冷熱交換器の銅管を通過する間にフィン外



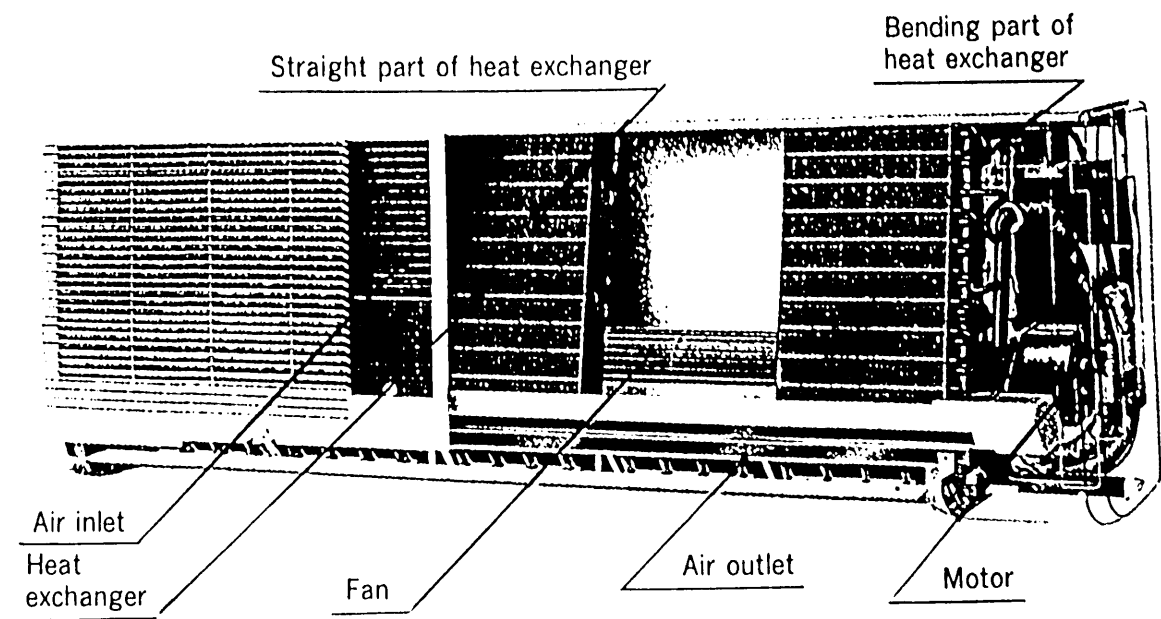


図 3. 1 壁掛型空気調和機

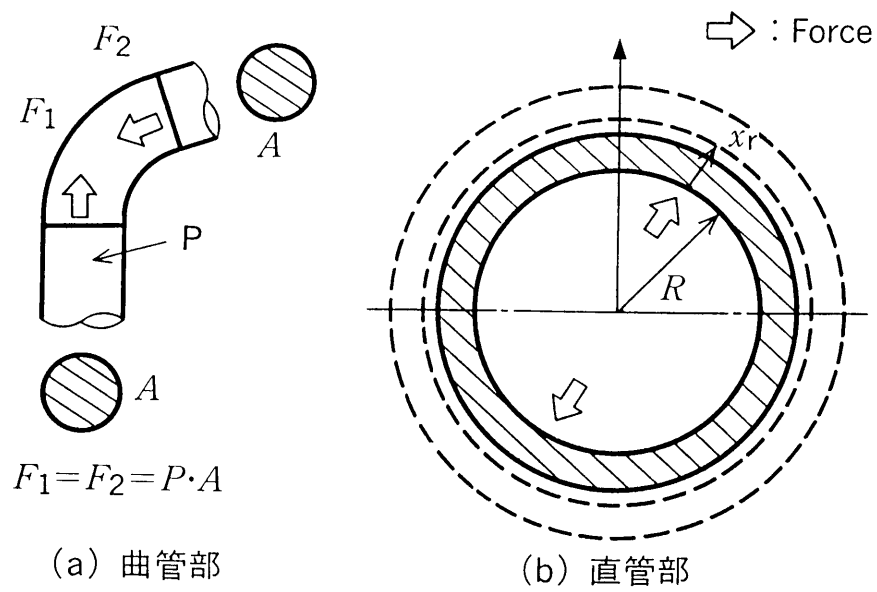


図 3. 2 脈動による加振力

表面を通過する空気で熱を奪われ凝縮し、高圧の液となって室外機に戻る。この時、圧力脈動は、減衰しながら管壁を加振する。その加振力には、図 3. 2 に示すように、下記に示す 2 種類がある。

(a) 曲管部に働く加振力

(b) 直管部に働く加振力

(a)は、曲管部では力のベクトル和が 0 にならないために発生する加振力であり、(b)は、円筒部を径方向に膨らませようとするフープ加振力である。

基本的には、(a)の加振力が支配的と考えられるが、対象とする熱交換器は直管部分が極めて長いものや管の肉圧が薄く変形を考える必要のあるものも存在しているため、本研究では、(a)、(b)の両方の加振力による放射音を考慮して検討した。

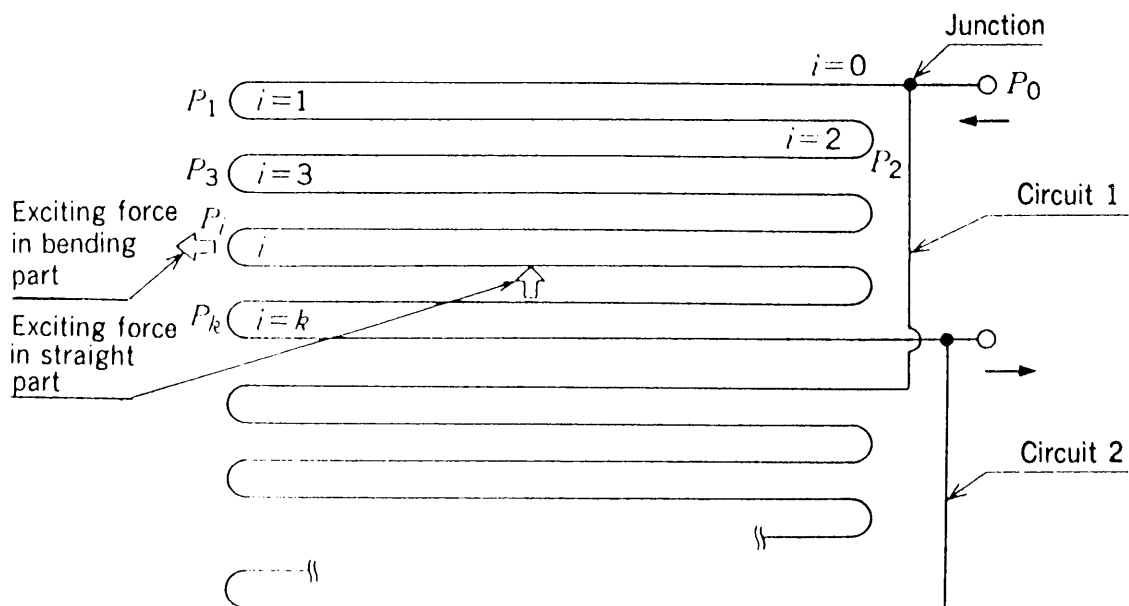


図 3. 3 空冷式熱交換器の振動モデル

### 3. 2. 2 曲管部の脈動加振力による放射音

図3. 3に熱交換器の振動モデルを示す。熱交換器は、通常、複数のサーキットで構成されている（図3. 3では2サーキットの例を示す）。そこへ冷媒ガスが流入すると、入口の分配部分でほぼ均等に別れたあと各サーキット内を流れ、その後再集合して熱交換器の外へ流出する。

この場合の各曲管部における圧力脈動による加振力 $F_i$ を次式で表す。

$$F_i = \sigma' A P_i \quad (3.1)$$

ここに、

$\sigma'$  : 圧力脈動－加振力変換率 [-]

$A$  : 管路断面積 [ $m^2$ ]

$P_i$  :  $i$  番面の曲管部の圧力脈動の振幅 [MPa]

$i$  : 各サーキット内における曲管部の番号 [-]

各サーキット内の全管長は、10m 以上のものが多い。その場合、管の構造振動のモード数は、1/3 オクターブの100Hz バンドで8個、1000Hzバンドで25個もあり、振動をエネルギー流れとしてモデル化する方が適切である。本研究では、SEA法を用いて熱交換器表面の空間二乗平均振動速度を求め、放射音の解析を行うことにした。

圧力脈動の管内の距離減衰を $\exp(\alpha L)$ とすると、ある周波数バンドにおける熱交換器全体の空間二乗励振力 $\langle F^2 \rangle$ は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \langle F^2 \rangle &= n_s \sum_{i=1}^k F_i^2 \\ &= \frac{n_s \sigma'^2 A^2 P_0^2 \exp(2\alpha L) [1 - \exp(2\alpha kL)]}{1 - \exp(2\alpha L)} \end{aligned} \quad (3.2)$$

ここに、

$n_s$  : 熱交換器のサーキット数 [-]

$P_0$  : 熱交換器入口の圧力脈動の振幅 [MPa]

$\alpha$  : 圧力脈動の減衰係数 [ $1/m$ ]

$L$  : 直管部の長さ（曲管部間の長さ） [m]

$k$  : 各サーキットの曲管部の総数 [-]

ある周波数バンドにおける熱交換器の配管表面の空間二乗平均振動速度を $\langle V^2 \rangle$ とすると、 $\langle V^2 \rangle$ はSEA法を用いて、次式により算出することができる。

$$\langle V^2 \rangle = \frac{\pi \langle F^2 \rangle N(\Omega)}{2M^2 \eta \Omega} \quad (3.3)$$

ここに、

$N(\Omega)$  : 1/3 オクターブバンド内の振動モード数 [-]

$M$  : 熱交換器の質量 [kg]

$\eta$  : (振動) 損失係数 [-]

$\Omega$  : 1/3 オクターブバンド中心周波数 $\times 2\pi$  [rad/s]

熱交換器からの放射音のパワー $W_1$ は、式(3.3)の $\langle V^2 \rangle$ に放射効率 $\sigma$ や固有音響抵抗 $\rho c$ 等を掛けることにより、次式のように算出することができる。

$$W_1 = \sigma \rho c S \langle V^2 \rangle \quad (3.4)$$

ここに、

$\sigma$  : 放射効率 [-]

$\rho c$  : 固有音響抵抗 ( $\rho$  : 空気密度,  $c$  : 音速) [kg/m<sup>2</sup>s]

$S$  : 放射面積 [m<sup>2</sup>]

熱交換器の放射効率 $\sigma$ は、平行に接近しているフィンからの音響放射は互いに向かい合っているため相殺されて無視できるために、銅管部からの音響放射が主となる。本研究では、 $\sigma$ については実測データを用いて推定することにした。

### 3. 2. 3 直管部の脈動加振力による放射音

直管部については、以下のように算出できる。図3. 2の(b)において、管表面の振動変位 $x_r$ は次式で表される。

$$x_r = \frac{P_i}{\rho_s h (\omega_r^2 - \omega^2)} \quad (3.5)$$

ここに,

$\omega_r$  : リング角周波数  $[E/\rho_s(1-0.5\nu)]^{1/2}/R$  [rad/s]

$\omega$  : 角周波数 [rad/s]

$\rho_s$  : 管の密度 [kg/m<sup>3</sup>]

$h$  : 管の肉厚 [m]

$R$  : 管の半径 [m]

$E$  : 管のヤング率 [N/m<sup>2</sup>]

$\nu$  : 管のポアソン比 [-]

管表面の体積速度  $U$  [m/s] は,  $x_r$  を用いて次のように表すことができる.

$$U = \omega x_r (2\pi RL) \quad (3.6)$$

その空間二乗平均体積速度を  $\langle U^2 \rangle$  として, 各周波数バンドにおける放射パワー  $W_2$  は次式となるため,

$$W_2 = \frac{\langle U^2 \rangle \Omega}{4\pi c} \quad (3.7)$$

$\omega \ll \omega_r$  の領域では, 式(3.5)を用いて,  $W_2$  は以下のように求めることができる.

$$W_2 = \frac{\sigma \Omega^4 R^4 (2\pi RL)^2 P_0^2}{(4\pi ch^2 E^2)} \cdot \frac{\exp(2\alpha L) [1 - \exp(2\alpha kL)]}{1 - \exp(2\alpha L)} \quad (3.8)$$

総合した放射音は,  $W_1$  と  $W_2$  を加えた値となる. 以降では, これらの値を算出し, 実験と比較することにより, 本手法の有効性を検討した.

### 3. 3 基礎実験

#### 3. 3. 1 圧力脈動の減衰係数

放射音のパワー算出には、減衰係数 $\alpha$ と変換率 $\sigma'$ の値を実験的に求める必要がある。熱交換器の管内は通常気液二相流となっているため、減衰係数は単相流の場合と異なる。そのため、本研究では実際の熱交換器を用いた実験により求めることにした。図3. 4はその実験方法を示す。残響室内に熱交換器を設置し、音響的に隔離した隣の室に設置した圧縮機と負荷装置を用いて圧力脈動を発生させて、熱交換器に供給した。圧縮機は圧力脈動の大きい毎分1800回転のレシプロ式圧縮機を用いた。また、熱交換器の入口にはキスラー社製の圧力脈動センサをとり付けて脈動値を測定した。熱交換器の振動加速度は、熱交換器の5か所に取りつけた加速度センサにより測定し、平均化して振動レベルを求めた。さらに、圧縮機で発生した振動が熱交換器に伝播しないように、熱交換器の出入口にフレキシブルチューブを取りつけた。

熱交換器内部の冷媒流の状態を把握するために、各曲管部には熱電対を取りつけた。これによって求めた温度分布の状況から、二相流の発生箇所が分かる。また、熱交換器内部の圧力脈動分布を調査するために、上述とは別の熱交換器を用いて管内の圧力脈動を測定した。

図3. 5は、実験結果の一例であり、熱交換器への送風量を変化させた場合の放射音のパワーレベルと熱交換器入口の圧力脈動レベルの比を示したものである。二相流が早く発生する送風量の多い時に放射音が小さいことがわかる。

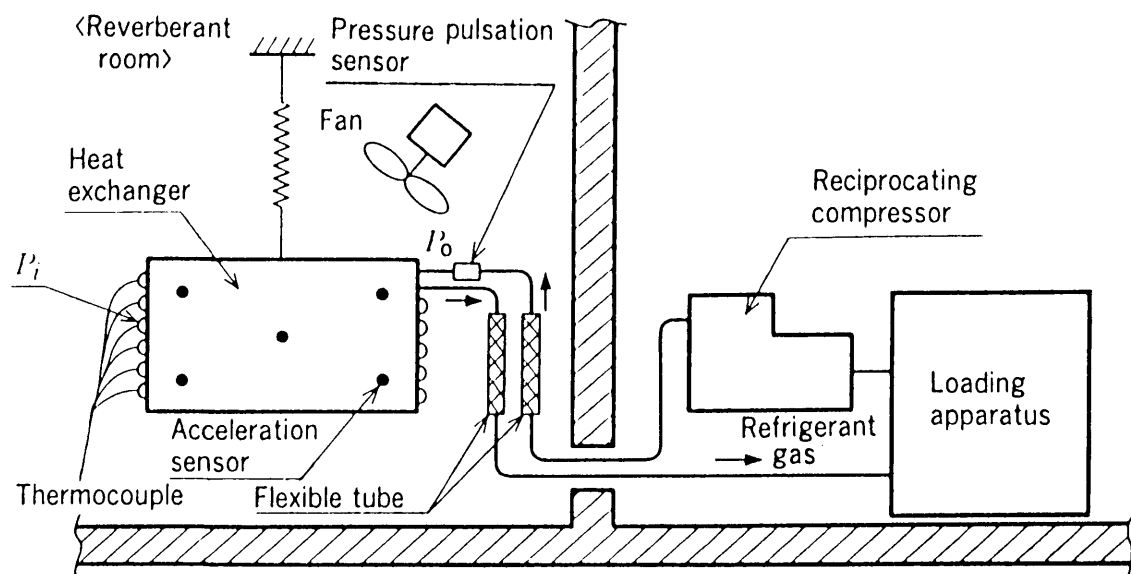


図 3. 4 脈動加振実験用試験装置

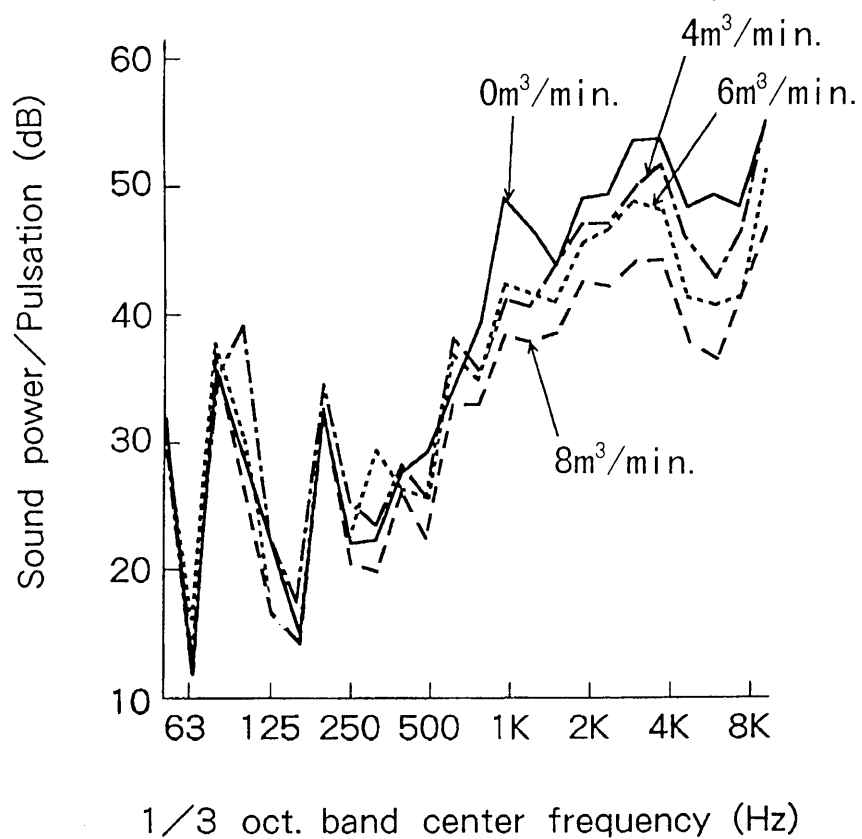


図 3. 5 脈動加振による放射音



次に、熱交換器内の圧力脈動の状態を示す。図3. 7は送風量なしの場合の、熱交換器内の入口、中央、出口における圧力脈動の周波数分析、図3. 8は、 $8\text{ m}^3/\text{min}$ の送風量を熱交換器に与えた場合の周波数分析結果である。熱交換器内に二相流が発生する図3. 8の条件では減衰が大きいことがわかる。二相流が発生している熱交換器内の圧力脈動分布を調べた結果の一例を下図に示す。図3. 7のように無風にしてガス状態にした場合と送風により二相流化した場合とでは圧力脈動の減衰の状況は異なり、二相流が発生すると減衰は大きくなる。図3. 6より、ガスの状態の場合の減衰係数 $\alpha$ は約-0.15に対し、二相流が発生する場合の減衰係数 $\alpha$ は約-0.5となり、約3倍の大きさとなっている。また、減衰係数 $\alpha$ は周波数依存性が少ないことがわかった。以下に行う予測ではこの値を使用することにした。

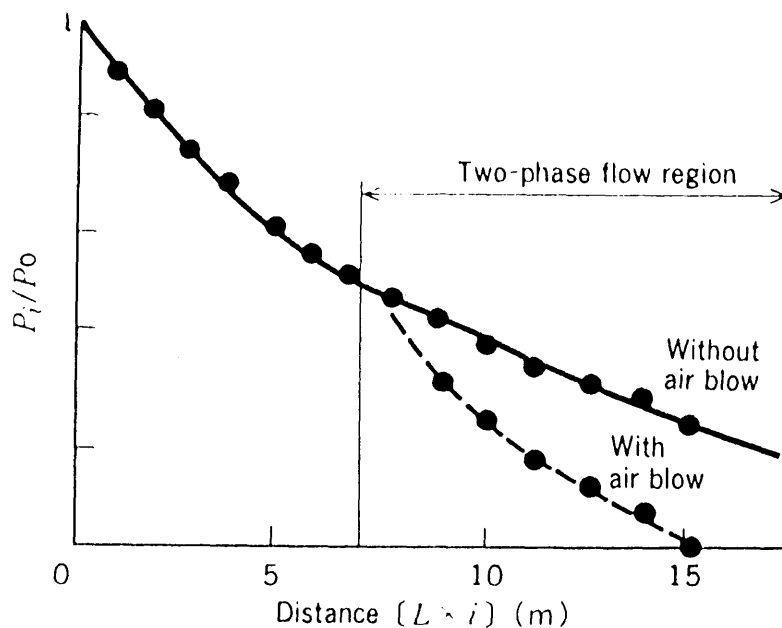


図3. 6 熱交換器内の脈動分布

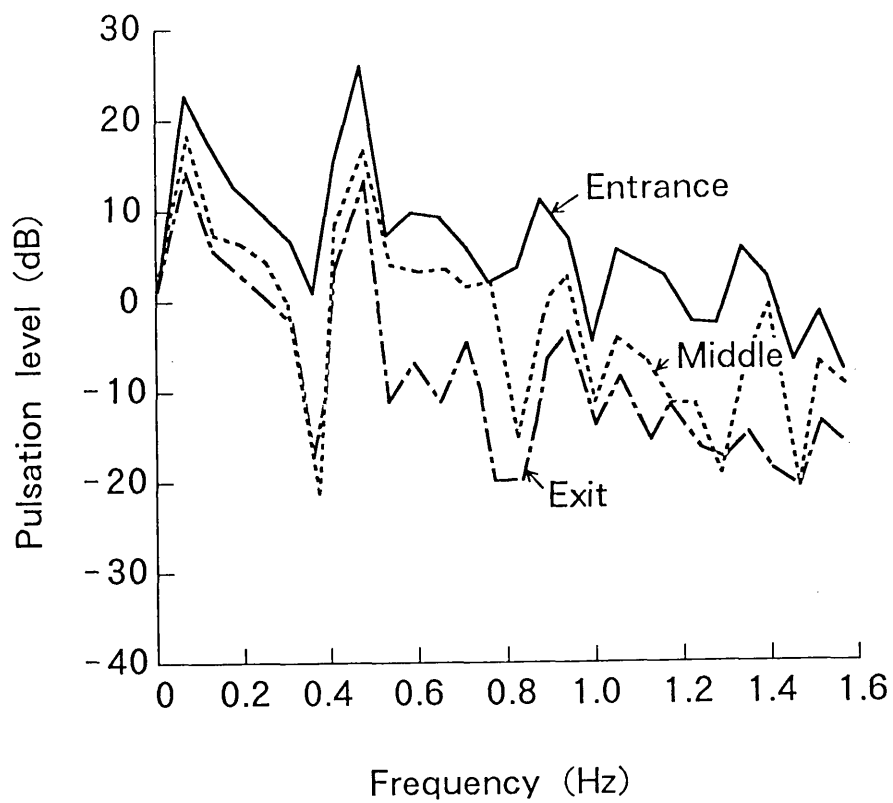


図 3. 7 熱交換器内の脈動レベル（送風なし）

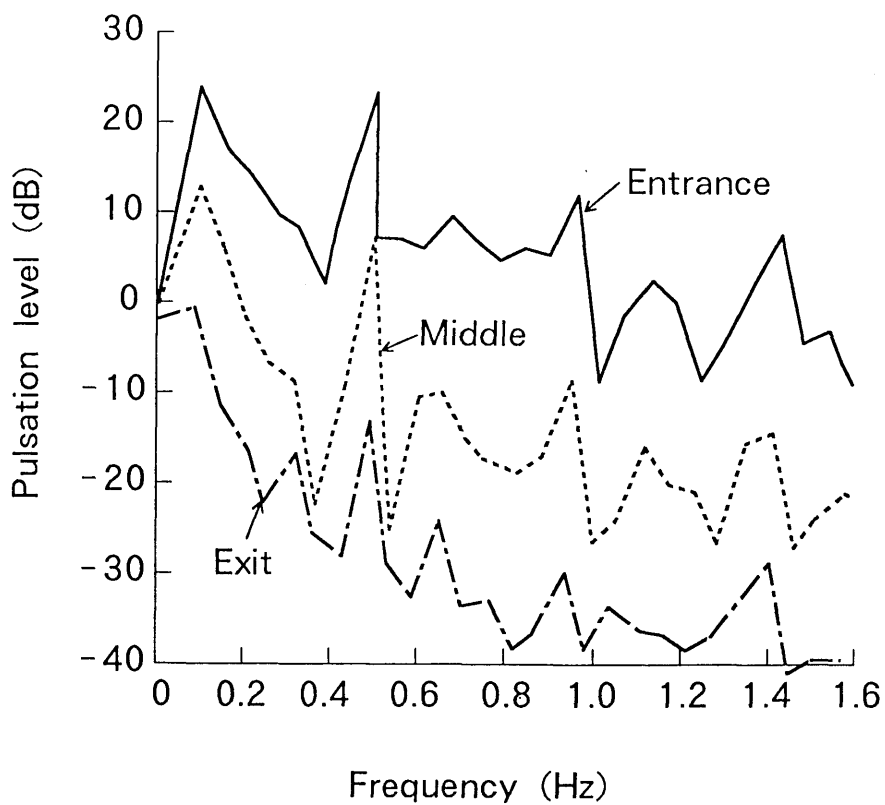


図 3. 8 熱交換器内の脈動レベル（送風あり）

### 3. 3. 2 圧力脈動－加振力変換率の計測

図 3. 4 の実験装置を用いて、各種の熱交換器の配管の空間二乗平均速度と熱交換器入口の圧力脈動を測定した。これらの値と 3. 3. 1 で求めた  $\alpha$  の値が得られれば、圧力脈動－加振力変換率  $\sigma'$  を求めることができる。各周波数バンドにおける  $\sigma'$  は、式 (3. 2) 及び式 (3. 3) より、次式となる。

$$\sigma'^2 = - \frac{2M^2 \eta \Omega \langle V^2 \rangle}{\pi N(\Omega) n_s A^2 P_\eta^2} \cdot \frac{1 - \exp(2\alpha L)}{\exp(2\alpha L) [1 - \exp(2\alpha kL)]} \quad (3. 9)$$

表 3. 1 は実施した各種熱交換器の諸元を示す。熱交換器表面の空間二乗平均速度は、表面の 5 か所の振動加速度の平均値より求めた。この妥当性に関しては、3. 5 で検討する。

表 3. 1 供試熱交換器の仕様

熱交換器	面積 ( $m^2$ )	アスペクト比	サーキット数	段数	列数	管径 (mm)	管肉厚 (mm)
No. 1	0. 416	4. 61	2	7	3	9. 52	0. 35
No. 2	0. 189	5. 99	4	7	3	9. 52	0. 35
No. 3	0. 332	5. 15	5	10	3	9. 52	0. 35
No. 4	0. 178	2. 76	4	10	2	9. 52	0. 35
No. 5	0. 178	2. 76	6	10	3	9. 52	0. 35
No. 6	0. 683	1. 03	4	32	2	9. 52	0. 35
No. 7	0. 161	2. 36	1	10	2	9. 52	0. 35
No. 8	0. 366	1. 37	2	20	1	9. 52	0. 35

注) アスペクト比：熱交換器の縦横比

段数：熱交換器配管の上下方向の本数

列数：熱交換器配管の奥行方向の本数

式(3.9)により $\sigma'$ を求めた結果を図3. 9に示す。また、 $\sigma'$ を求めるために必要な $N(\Omega)$ の値は、波動理論に基づいた梁のモード数を求める理論式あるいは実験により求めた式等により容易に得ることができるが、本研究では固体伝播音を対象にした報告<sup>(7)</sup>を参照した。図3. 9より $\sigma'$ は、周波数に関係なくほぼ一定の値をとることがわかった。約 $\pm 10\text{dB}$ の誤差要因として、熱交換器の端部の処理が熱交換器により異なること、各サーキット間の温度が一様でないため、液化するポイントがばらつくこと等があげらる。予測では、図3. 9中の $0\text{dB}$ の線で示す平均値を用いた。

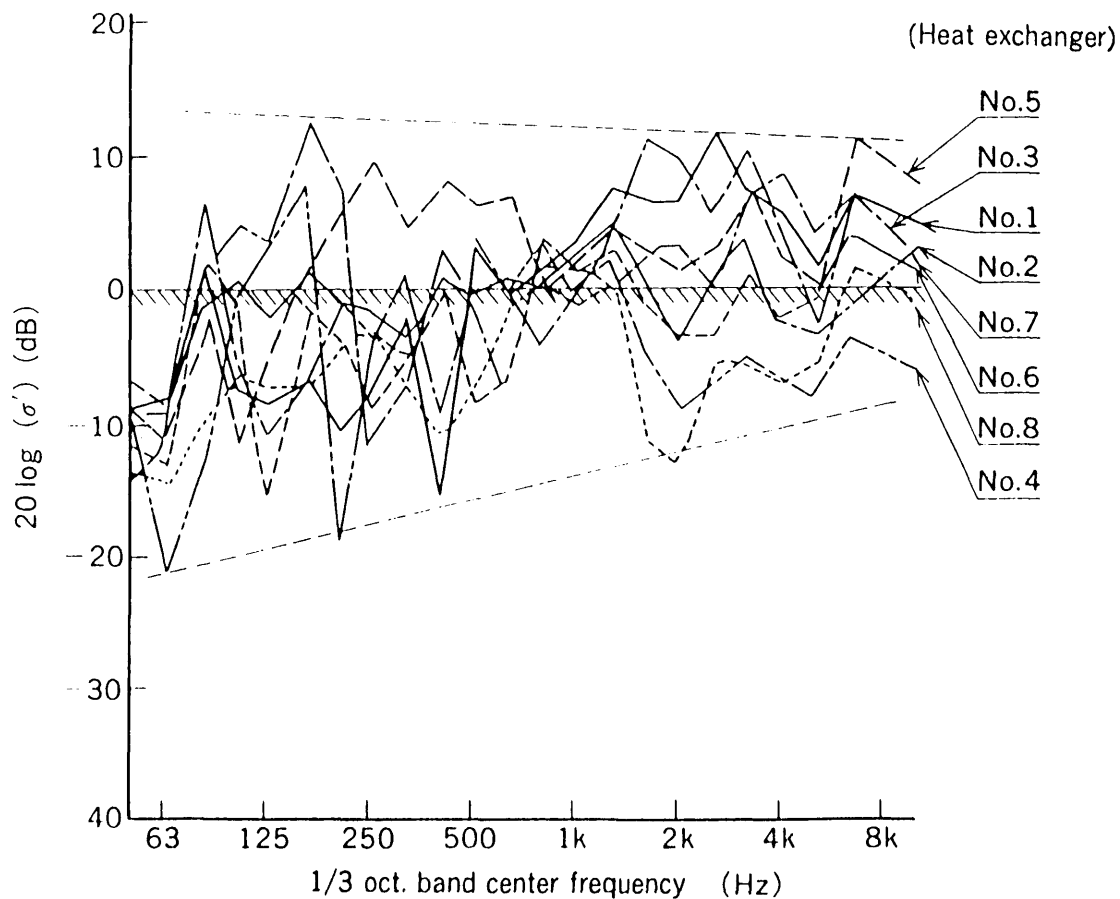


図3. 9 圧力脈動－加振力変換率

### 3. 4 予測と検証

3. 2 の予測式を用いて、50Hzから10kHz までの二乗平均加速度レベルを算出し、実験値と比較した。実験は、図 3. 4 の状態で行った。図 3. 1 0 は、No.5の熱交換器における単位圧力脈動当たりの振動加速度の予測値と実験値との比較を示す

また、図 3. 1 1 は、実際の圧力脈動値を用い、式(3.1)～(3.8)を使って予測した脈動加振による放射音の予測と実測の比較を示す。放射効率、熱交換器の固体伝播音予測にすでに実用化している値（約周波数の4乗に比例した値）を用いている。

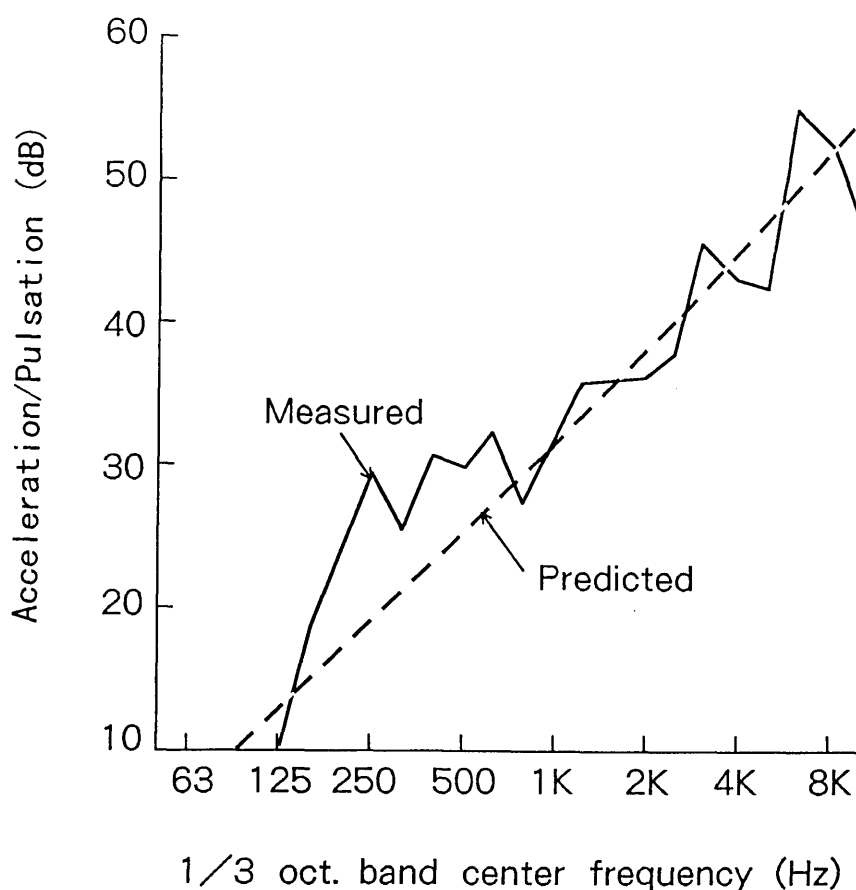


図 3. 1 0 振動加速度の予測値と実験値の比較（No.5熱交換器）

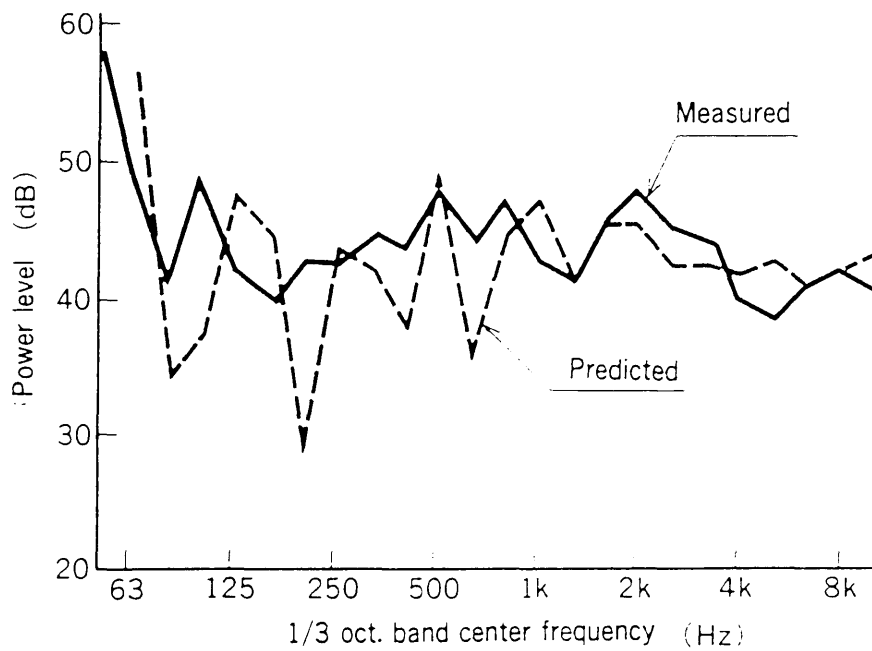


図3. 1 1 放射音の予測値と実験値の比較 (No.5熱交換器)

図3. 1 0, 図3. 1 1とも, 低周波から高周波まで予測と実測はよく対応している.  
他の熱交換器でも同様な結果が得られており, モーダル密度の大きい熱交換器ならば, 本予  
測法が有効であることが確認できた.

### 3. 5 検討

#### 3. 5. 1 脈動加振力の寄与度

曲管部と直管部の脈動による加振力の大きさを検討した。No.7熱交換器に単位入力の圧力脈動を加えた時のそれぞれの加振力による放射音を算出した結果を図3. 12に示す。

3kHz以下の周波数では、曲管部の加振力が支配的であること、また、高周波領域では、直管部の加振力の寄与が大きくなること等がわかる。実際の空気調和機で使われるロータリ圧縮機やスクロール圧縮機では、脈動成分は低周波ほど大きいため、曲管部の加振力が低減対象となる。

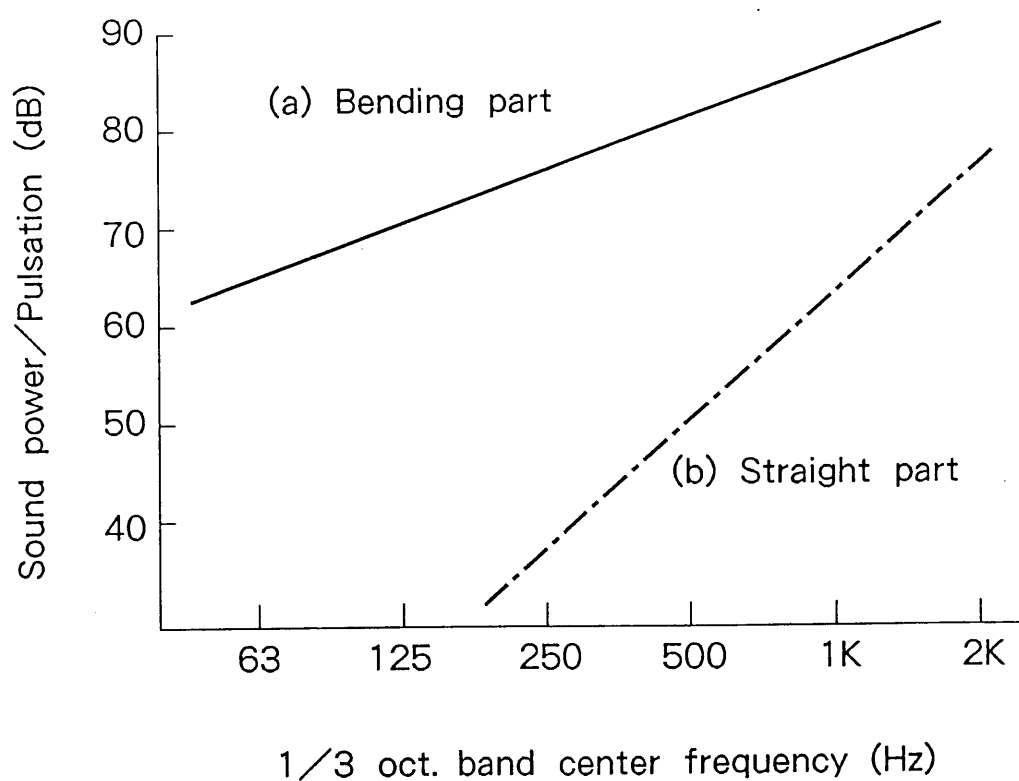


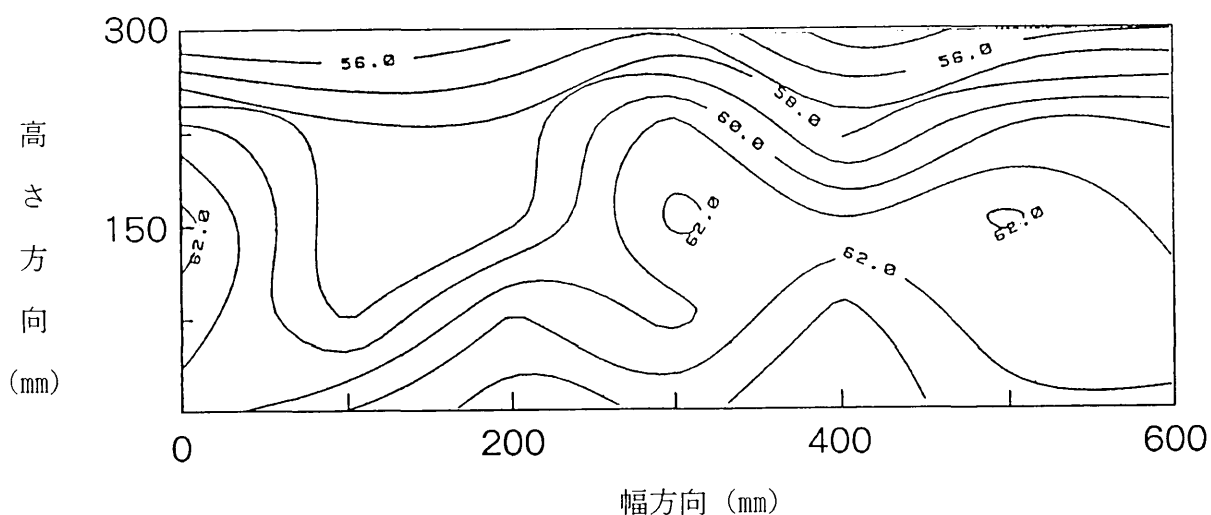
図3. 12 各加振力による放射音の比較 (No.7熱交換器)



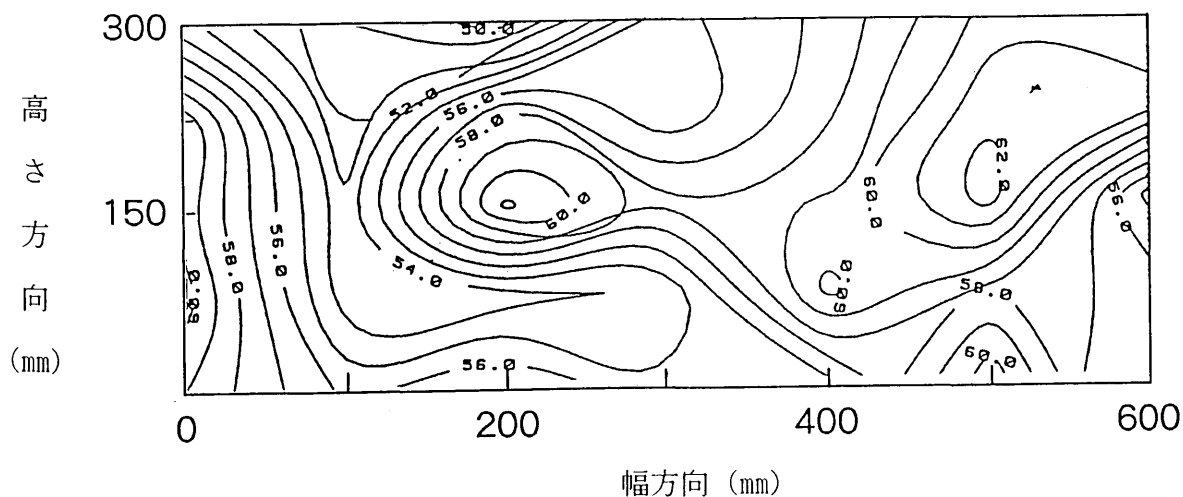
### 3. 5. 2 熱交換器の振動分布

熱交換器の振動値を5点で代表することが適切かどうかの検討をNo.7の熱交換器を用いて調査した。図3. 1 3は、横7、縦5の計35点のA特性補正したオーバールの振動加速度のコンター図である。送風のない方はややばらつきは大きいですが、実機に近い送風のある方は一様な振動分布をしており、また、周波数毎もほぼ同様な特性が得られることから、振動値を5点で代表しても支障がないこと、及び、S E A法の適用が可能であることが言える。

単位：1G;60dB



(a) 送風あり



(b) 送風なし

図3. 1 3 熱交換器の振動分布 (No.7熱交換器)

### 3. 6 結言

空冷熱交換器を加振して発生する圧力脈動による放射音の解析法を示したが、今回の研究で得られた結果は以下の通りである。

- (1) 銅管とアルミニウムのフィンからなる空冷熱交換器では、曲管部に働く加振力と直管部に働く加振力を熱交換器の S E A 振動モデルに与えることにより、圧縮機で発生した圧力脈動が熱交換器を加振して生ずる振動及び放射音を予測することができる。
- (2) 空気調和機に使用される熱交換器は、各周波数バンド内における振動のモード数が多いため、S E A 法を適用した本手法が有効であり、実用的な精度で解析することができる。
- (3) 実際の空気調和機では、5 ～ 6 kHz 以上の高周波領域を除いて、曲管部に働く加振力が放射音の支配的な要因である。

なお、圧力脈動の減衰特性の予測等、研究すべき課題はまだ残っており、今後もそれらを明確にしていく予定である。

## 第4章 ロータリ圧縮機の圧力脈動の予測

### 4. 1 緒言

本章では、音源の一つである圧力脈動の予測について述べる。一般に、低コスト、コンパクト性等（マフラの小型化）の空気調和機側からの要求や圧縮機単体の商品性から、圧力脈動の小さな圧縮機が要望される。そのため、圧縮機の圧力脈動の予測や低減は、主要な低騒音技術の一つである。本研究では、容積式の圧縮機の主流の一つであるロータリ圧縮機を対象に、高周波領域の圧力脈動の予測を行った。

従来、変形FLIC法などを用い、圧力脈動の解析を行ってきたが、圧縮機回転数の10倍(0~500Hz)程度までの周波数領域における予測が限界であり<sup>(5.8)</sup>、今回対象とする回転数の10~50倍(500~2500Hz)の高周波領域では十分な精度が得られない状態であった。本研究の狙いは、次頁の図4. 1に示す圧縮機のハウジング内部に放射される圧力脈動を高周波数の領域まで予測することであり、このために圧力脈動の発生メカニズムとその音が複雑な形状をしたマフラ内を伝搬する場合の解析を行った。前者については弁通路を4つの領域に分け、各領域を集中定数的にモデル化する離散パラメータ法<sup>(5.2) - (5.4)</sup>を適用し、後者についてはマフラ空洞部に3次元音響モード解析を用いて管路の伝達特性を求める方法を適用した。さらに、検証実験を行って、これらを用いた解析手法の有効性を検討した。

### 4. 2 理論解析

解析は、(1) 弁部での圧力脈動を求め、(2) 次にその圧力脈動がマフラ透過したあとの値を求める、という2段階の手順で行った。また、それぞれのモデル化にあたり、まず、下記の仮定を設けた。

- (a) 通路の各領域内では圧力と密度は一様である。
- (b) 流れは常に亜音速の流れであり、断熱流である。
- (c) 弁の速度は流体速度よりはるかに小さい。
- (d) 弁通路における逆流はない。
- (e) 弁は円形であり、弁の背後のガス質量の影響は無視する。
- (f) マフラ空洞部での音響面のダンピングは小さい。
- (g) マフラ空洞部での音場の固有値は重複していない。

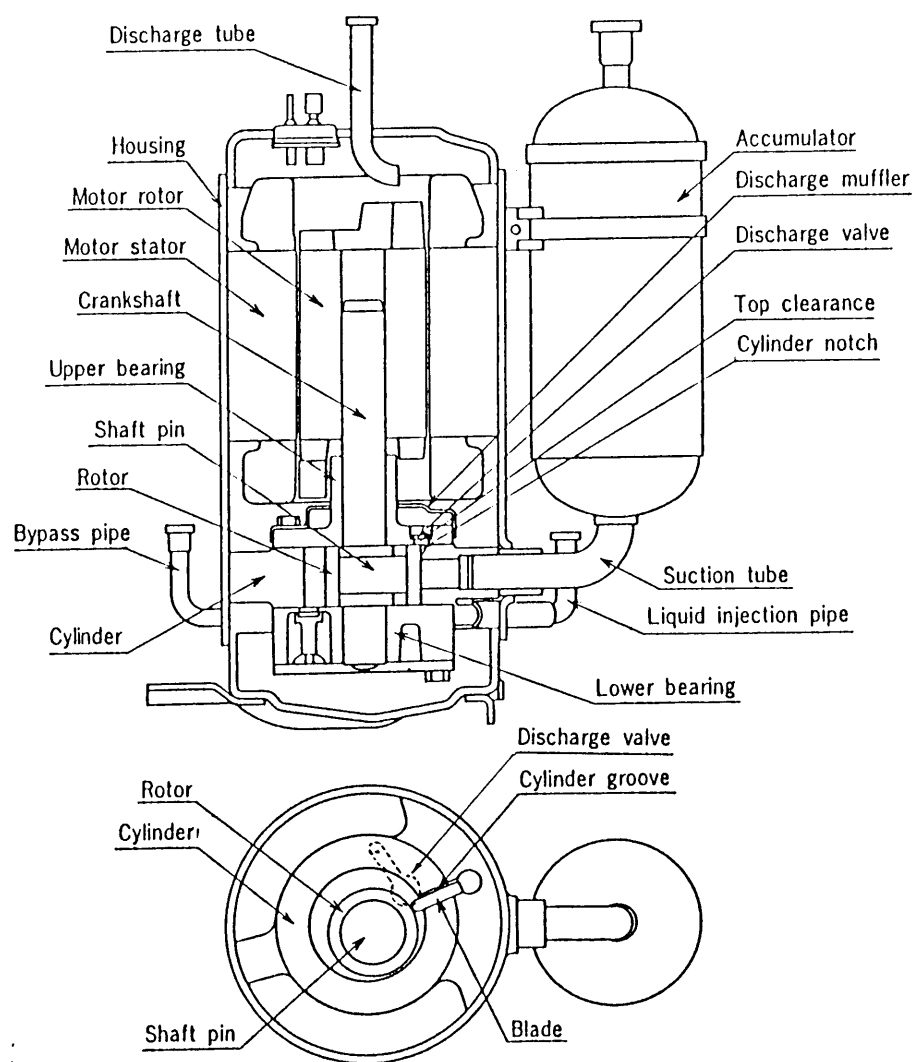


図 4. 1 ロータリ圧縮機

#### 4. 2. 1 弁部のモデル

図4. 1の弁部分の詳細を図4. 2に示す。シリンダ内のガスが圧縮されてその圧力により弁が押し上げられると、ガスはポート部を通してシリンダの外へ吐き出される。その状況を図4. 3に表す。

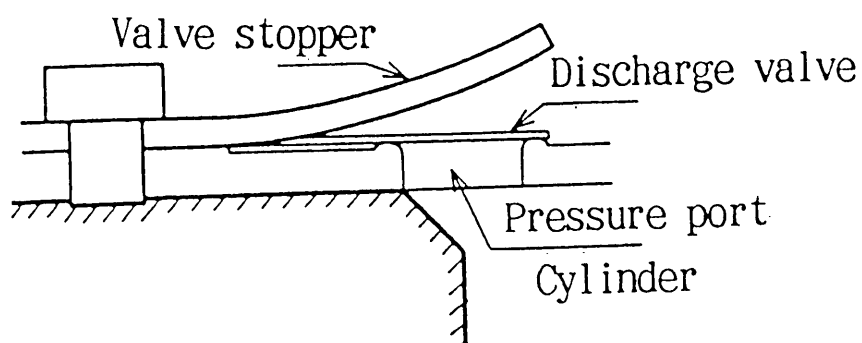


図4. 2 弁構造

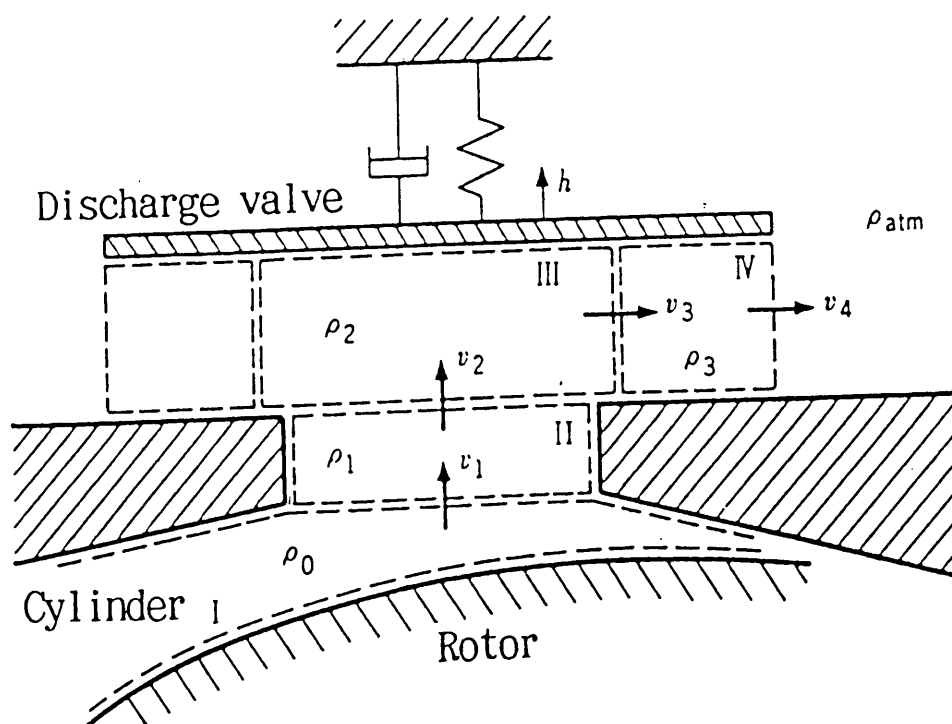


図4. 3 弁モデル

#### 4. 2. 1. 1 弁部の基礎式

図4. 3のように分割された4領域の流路を, 図4. 4のようにモデル化する. これらの領域のそれぞれについて質量保存式, 運動量保存式と断熱等エントロピー変化の状態方程式を適用する. このとき領域Ⅱ, Ⅲ, Ⅳでは, 剥離による縮流を考え, この縮流領域を除いた領域で, 上の質量保存式, 運動量保存式と状態方程式が成立するものとした. 運動量保存式は領域Ⅰ, Ⅱでは1次元流, 領域Ⅲ, Ⅳでは対称軸方向と半径方向の2次元流とした. また, 機械的なバネで押さえられた弁の振動方程式は流体力と結び付けて表す. この弁の特性については, 図4. 5のように1自由度系としてモデル化し, バネ定数は弁の長さが増加することを考慮して, 弁変位の関数(図4. 9)として表現した. また, 減衰係数は弁変位と弁振幅の関数(図4. 10)であるが, これによる感度は小さいので一定とした. なお, シリンダ容積は時間の関数として与える. 基礎式は以下の13本の式が成り立つ.

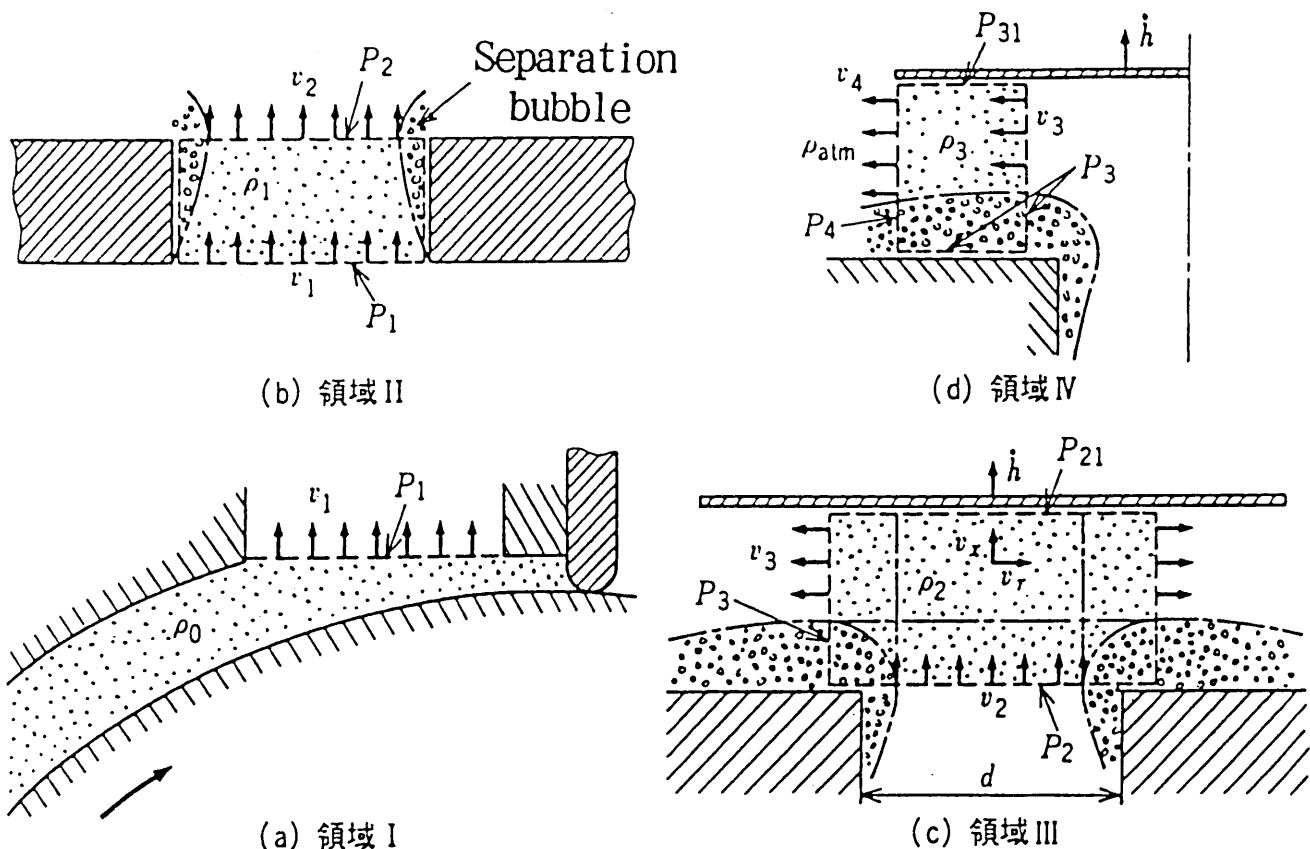


図4. 4 各領域のプロファイル

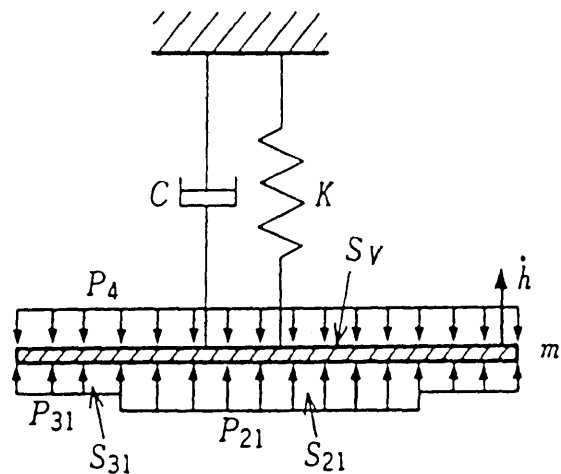


図 4. 5 弁の振動モデル

(質量保存式)

$$\frac{d}{dt} \int \rho_i dV_i + \int_{S_i} \rho_i \mathbf{v}_i \cdot \mathbf{n}_i dS_i = 0 \quad (i=1, 2, 3, 4) \quad (4.1)$$

(運動量保存式)

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dt} \int \rho_i \mathbf{v}_i dV_i + \int_{S_i} \rho_i \mathbf{v}_i (\mathbf{v}_i \cdot \mathbf{n}_i) dS_i \\ &= \int_{S_i} \rho_i \mathbf{n}_i dS_i \quad (i=1, 2, 3, 4) \end{aligned} \quad (4.2)$$

(状態方程式)

$$P_i \rho_i^k = \text{const.} \quad (i=1, 2, 3, 4) \quad (4.3)$$

(弁の運動方程式)

$$m(h) \frac{d^2 h}{dt^2} + C \frac{dh}{dt} + K(h) h = \int_{S_v} \Delta P_v dS_v \quad (4.4)$$

ここに,

$t$  : 時間 [s]

$\rho_i$  : 領域*i* のガス密度 [kg/m<sup>3</sup>]

$P_i$  : 領域*i* のガス圧力 [Pa]

$v_i$  : 領域*i* の速度ベクトル [m/s]

$n_i$  : 領域*i* の法線単位ベクトル [-]

$v_i \cdot n_i$  :  $v_i$  と  $n_i$  の内積 [m/s]

$V_i$  : 領域*i* の容積 [m<sup>3</sup>]

$S_i$  : 領域*i* の表面積 [m<sup>2</sup>]

$m$  : 弁の質量 [kg]

$C$  : 弁の減衰係数 [-]

$K$  : 弁のバネ定数 [kg/m]

$h$  : 弁の変位 [m]

$C$  : 弁の減衰係数 [-]

$\Delta P_v$  : 弁の表と裏面に作用する圧力の差 [Pa]

$S_v$  : 両面に圧力が作用する弁の面積 [m<sup>2</sup>]

$k$  : 比熱比 [-]

#### 4. 2. 1. 2 弁部の解法

(4.1)～(4.4)の式から  $P_i$  を消去して  $\rho_0, \rho_1, \rho_2, \rho_3, v_0, v_1, v_2, v_3, h$  を未知数とした 9 個の連立微分方程式が得られる。これらを 4 次のルゲンクッタ・ギル法を用いて解いた。ただし、弁は非線形な運動をするため、圧縮機の 1 行程の 1/10000 程度の時間幅で数値計



算し，さらに演算中の計算精度を確保するために，各計算ステップにおける変化率がある許容幅を超えたならば，時間幅を半分にして演算を繰り返す方法をとった．また， $h = 0$  では，領域Ⅲ，Ⅳは存在せず，領域Ⅰ，Ⅱのみを解き， $h \neq 0$  となった瞬間に全領域を解く方法を用いた．

#### 4. 2. 2 マフラ系のモデル

高い周波数では，波長の関係から 1 次元の波動理論が適用できなくなり，マフラ空洞部は 3 次元でモデル化することが必要となる．その空洞部を 3 次元音響モード解析し，それを 1 次元多自由度系に等価置換して全音響系（音源／マフラ／尾管）に対する従来の 1 次元解析手法（伝達マトリックス法）に組み込む方法をとった．

##### 4. 2. 2. 1 マフラ系の基礎式

3 次元音響の波動方程式は一般に音圧について次式で表される．

$$\nabla^2 P(r, t) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P(r, t) = -\rho \frac{\partial}{\partial t} q(r, t) \quad (4.5)$$

ここで，

$$P(r, t) = \sum_{n=1}^{\infty} A_n \phi_n \exp(j\omega t)$$

$$q(r, t) = U_{1,0} \exp(j\omega t)$$

とおけば，(4.5) 式の同次方程式を満足する固有関数は，次式で表される．

$$P_n(r, t) = A_n \phi_n \exp(j\omega_n t), \quad (n=1, 2, \dots, \infty)$$

これによる解は 0 次モードは含まれていない上，減衰項も入っていない．これらを考慮し，空洞部内の音場をモーダルパラメータ，モード関数を用いて表すと，次のようになる．

$$P(r) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j\omega \rho c^2 U_1 \phi_n(r_1) \phi_n(r)}{M_n \omega^2 [1 - (\omega/\omega_n)^2 + 2j\zeta_n(\omega/\omega_n)]} - j\omega \frac{\rho c^2 U_1}{\omega V_M} \quad (4.6)$$

ここに，

- $r$  : 任意点の位置を表すベクトル [m]  
 $P(r)$  : 空洞部内の任意点の音圧の強さ [Pa]  
 $P(r, t)$  : 空洞部内の任意点の音圧 [Pa]  
 $q(r, t)$  : 空洞部内の任意点の体積速度 [ $\text{m}^3/\text{s}$ ]  
 $M_n$  :  $n$  次モードのモーダル質量 [kg]  
 $\omega_n$  :  $n$  次モードの固有角振動数 [Hz]  
 $\zeta_n$  :  $n$  次モードの減衰比 [-]  
 $A_n$  :  $n$  次モードの係数 [Pa]  
 $\phi_n(r)$  :  $n$  次モードのモード関数 [-]  
 $U_1$  : 空洞部へ流入するガス体積速度 [ $\text{m}^3/\text{s}$ ]  
 $U_{1,0}$  : 単位体積当たりの空洞部へ流入ガス体積速度 [ $\text{m}^3/\text{s}$ ]  
 $V_M$  : 空洞部容積 [ $\text{m}^3$ ]  
 $\omega$  : 角周波数 [rad/s]  
 $c$  : 音速 [m/s]  
 $\rho$  : ガスの密度 [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]  
 $j$  : 虚数単位 [-]

$$\nabla^2 \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

(4.6) 式の右辺の第2項は0次モードの項である．次に図4. 6で示すマフラ出口尾管の出口における体積速度 $U_3$ を伝達マトリックス法により求める．

管の入口と出口との関係は伝達マトリックスを用いて次のように表される．

$$\begin{bmatrix} P_3 \\ U_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(kl) & -jZ_c \sin(kl) \\ -\frac{j}{Z_c} \sin(kl) & \cos(kl) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} P_2 \\ U_2 \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

また，尾管部において次の関係式が成立する．

$$P_3 = Z_r U_3 \quad (4.8)$$

この両式より管出口の体積速度が次のように求まる.

$$U_3 = \frac{P_2}{Z_r \cos(kl) + jZ_c \sin(kl)} \quad (4.9)$$

ここに,

$U_2$  : 尾管入口の体積速度  $[\text{m}^3/\text{s}]$

$U_3$  : 尾管出口の体積速度  $[\text{m}^3/\text{s}]$

$P_2$  : 尾管入口の音圧の強さ (  $= P(r_2)$  )  $[\text{Pa}]$

$P_3$  : 尾管出口の音圧の強さ  $[\text{Pa}]$

$Z_r$  : 尾管端の放射インピーダンス  $[\text{kg}/\text{m}^4\text{s}]$

$Z_c$  : 管の特性インピーダンス  $[\text{kg}/\text{m}^4\text{s}]$

$k$  : 波数 (  $= \omega/c$  )  $[\text{rad}/\text{m}]$

$l$  : 尾管の長さ  $[\text{m}]$

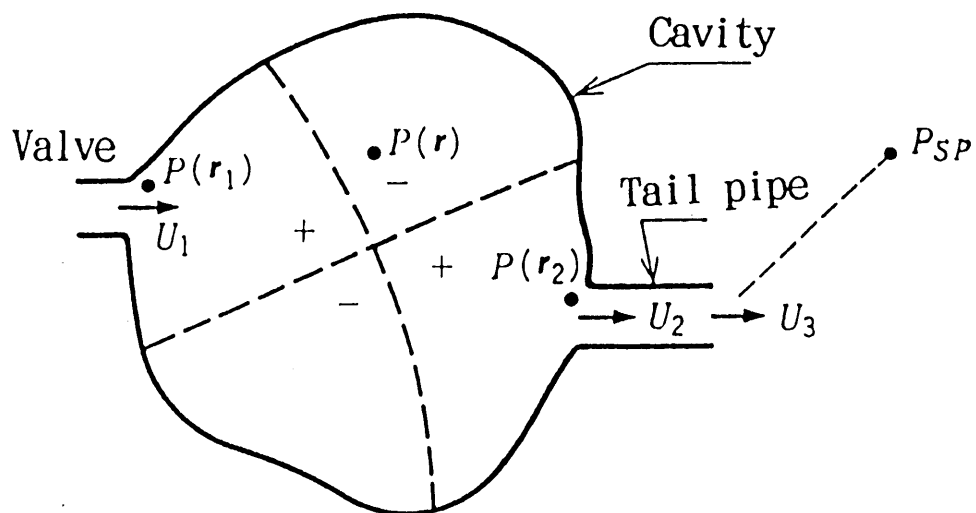


図 4. 6 マフラモデル

$U_3$  がわかると、出口が大きな空間に開放されている場合、 $R_0$  離れた位置での変動音圧  $P_{SP}$  は次式で与えられる。

$$P_{SP} = \frac{1}{R_0} \int_S \frac{d}{dt} (\rho U_3) dS \quad (4.10)$$

#### 4. 2. 2. 2 マフラ系の解法

マフラ空洞部のモーダルパラメータ，モード関数は有限要素法プログラム（N A S T R A N）の構造解析の各定数を音響系の定数に対応させることにより 3 次元 F E M 固有値解析を行って算出した。なお有限要素法の要素は，H E X A，P E N T A などのソリッド要素を使用した。また，減衰比  $\eta$  については，上述の F E M 計算からは求まらないので，マフラをスピーカで加振した実験から得られたデータ<sup>(7.5)</sup>を使用した。

マフラ入口のガス体積流速  $U_1$ ，モーダルパラメータ及びモード関数が与えられれば，マフラ出口の発生音  $P_{SP}$  は式(4.6)～(4.10)により容易に求めることができる。

### 4. 3 計算値と実験値との比較

前節で述べた解析法を検証するために，1.5kw 空気調和機用ロータリ圧縮機を対象に実験を行い，計算と比較した。

#### 4. 3. 1 実験方法

図 4. 7 のように，圧縮機のハウジングの下部を除去し，吐出ガスを大気中へ放出させ，そのときのシリンダ内圧力，弁変位および放射音を測定した（弁および吐出マフラは下部軸受側につけて，放射音が直接マイクロフォンに届くようにした）。また，マフラ有無での実験を行ない，弁部モデルの予測精度，マフラを含めた全体系の予測精度を検討した。

#### 4. 3. 2 弁部モデルの予測結果

計算を行うにあたり各ガス流路の収縮係数が必要である。収縮係数としては，0.5から1.0まで幅を振って解析を行ったが，計算結果に対する感度は，それほど大きくないことが分かり，図 4. 8<sup>(5.2)</sup>の値で代表させた。

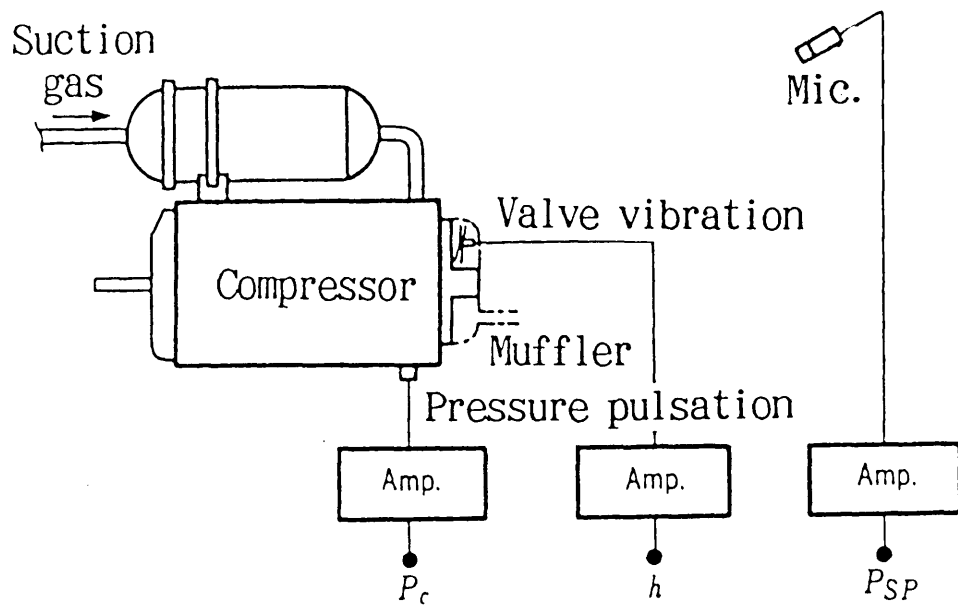


図4. 7 計測ブロック図

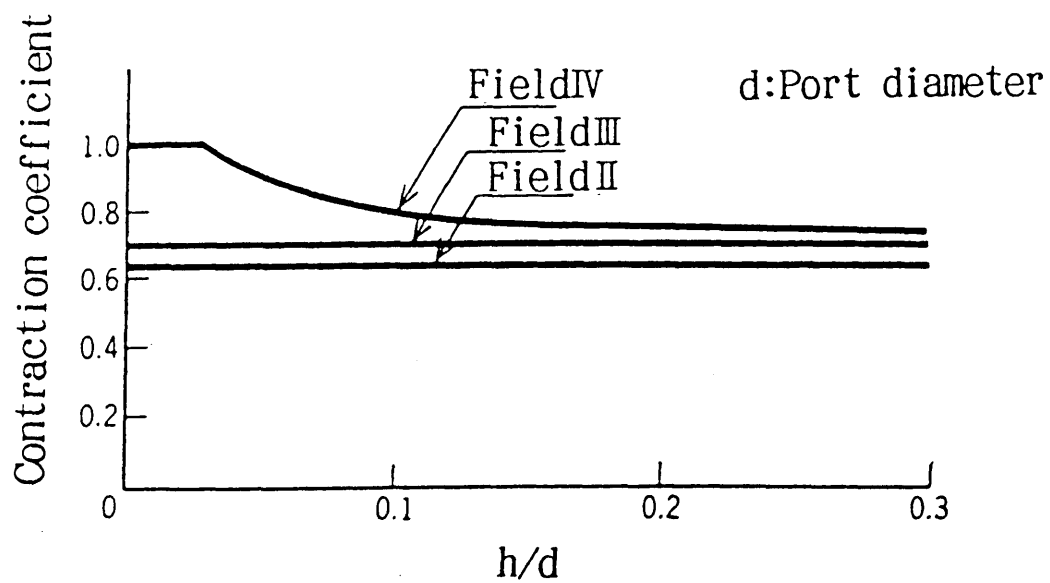


図4. 8 ガス通路の収縮係数

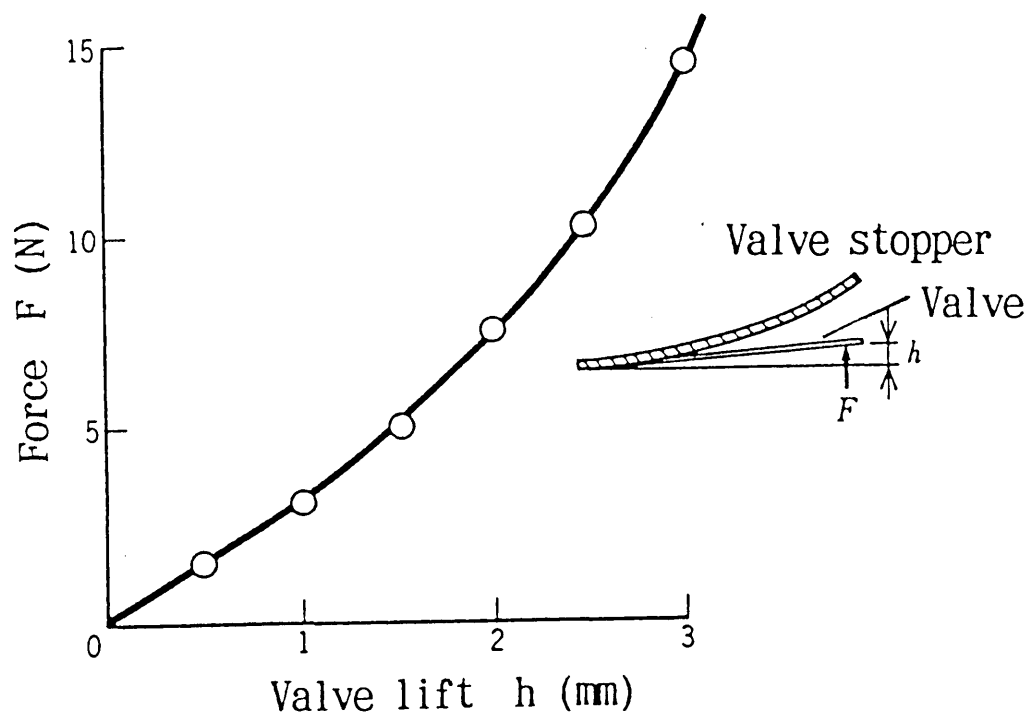


図4. 9 弁のばね定数

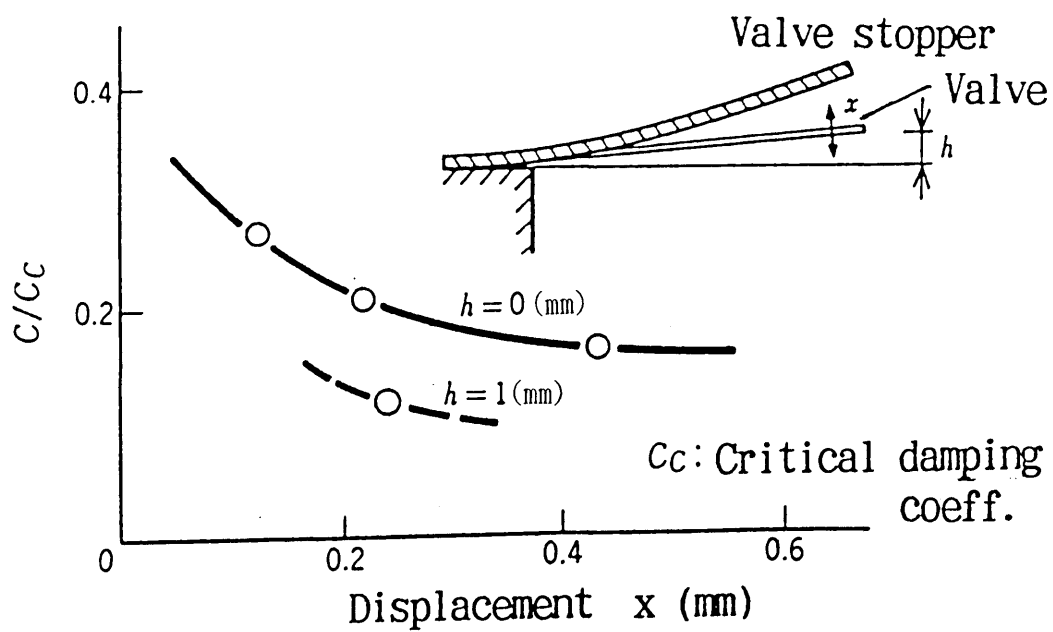


図4. 10 弁のダンピング定数

弁のバネ定数は弁押えがあるため非線形となる。その値は実験により求めた。図4. 9（前頁）に特性を示すが、計算値は、この値の影響を大きく受けている。また、ダンピング係数 $C$ は弁機構の一部分を取り出し加振試験を行って求めた。その結果を図4. 10（前頁）に示す。振幅依存性があるため一定の値とならない。しかし、この値も感度が小さいことが分かったため実際には図の平均的な値<sup>(7.5)</sup>で代表させた。

吸入圧力0.05MPa、吐出圧力0.1MPa、電源周波数50Hz（圧縮機回転数49Hz）の運転条件におけるシリンダ内圧力、弁変位および弁からの放射音の実験値と計算値の比較を図4. 12（次頁）に示す。放射音はマフラがついていないため、弁通路部より直接大気中に放射される。

また、図4. 11（下図）では放射音を周波数分析により比較した。発生音についてはリニア表示した図4. 12(c)の時間領域の値で差異が目立つが、実際に使われるデシベル表示した周波数分析結果はよく対応しており、実用上十分な精度が得られた。

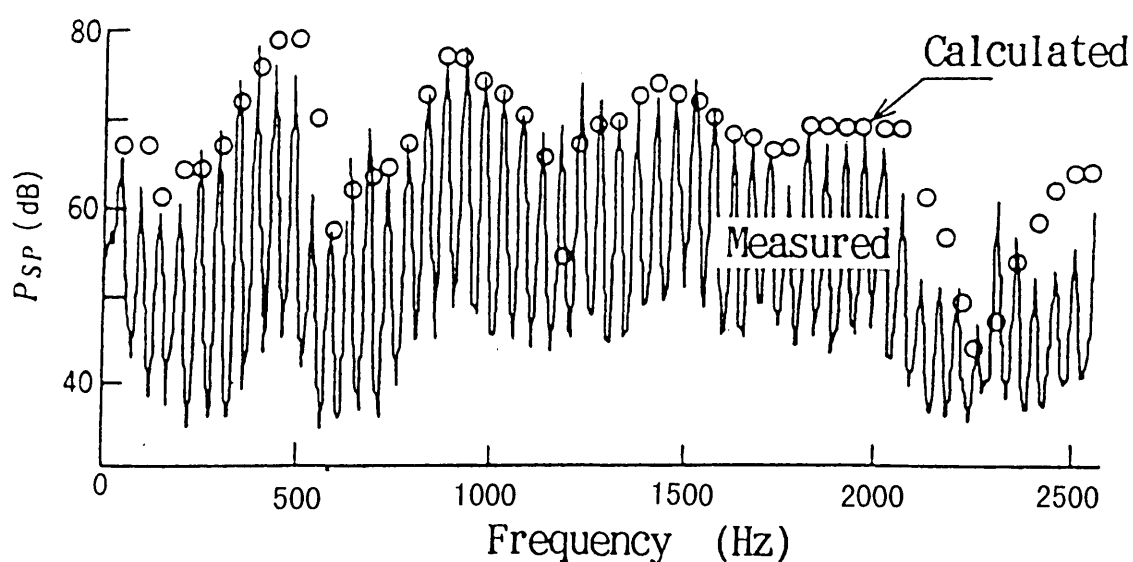
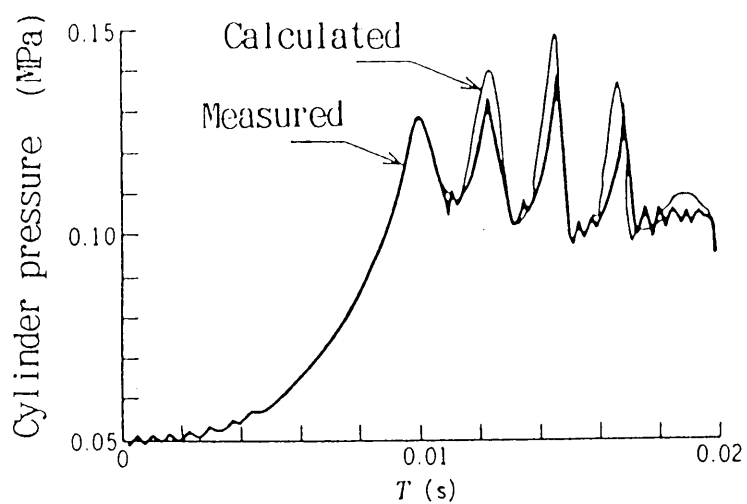
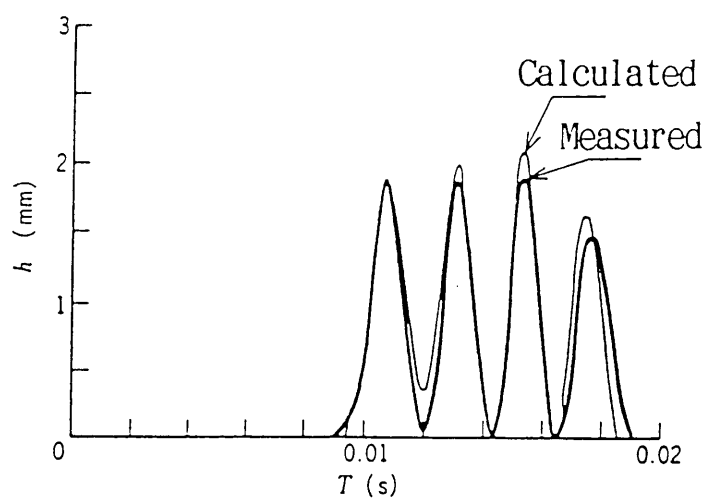


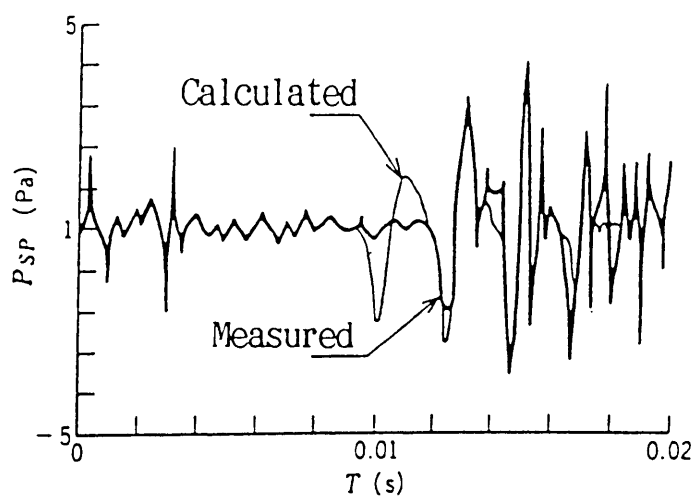
図4. 11 発生音の予測結果と実験結果の比較



(a) シリンダ内圧力



(b) 弁変位



(c) 発生音 (左 45° 方向)

図 4. 1 2 弁部挙動の予測結果と実験結果の比較

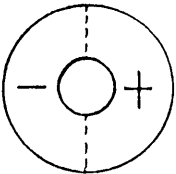
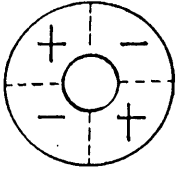
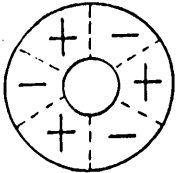


#### 4. 3. 3 マフラ出口脈動音の予測結果

対象マフラは、理論解析が可能なように図4. 1 3（次頁）に示すような実機に近い形状をした2重円筒とした。そのマフラのF E M計算モデルを図4. 1 4（次頁）に示す。この計算により求めた固有振動数および固有モードの精度を調べるために、スピーカによる加振テストおよびベッセル関数を用いた理論解析を行った。

各振動モードに対する固有振動数の比較を下の表4. 1に示す。いずれもよく一致していることが確認できた。

表4. 1 マフラ空洞部の固有振動数の比較

モード	$f_n$ (Hz)      [ $\zeta_n$ ]		
	実験	解析 1 (理論)	解析 2 (F E M)
1 次モード 	1527  [ 0.026 ]	1565	1471
2 次モード 	2904  [ 0.022 ]	2932	2832
3 次モード 	4131  [ 0.009 ]	4228	4012

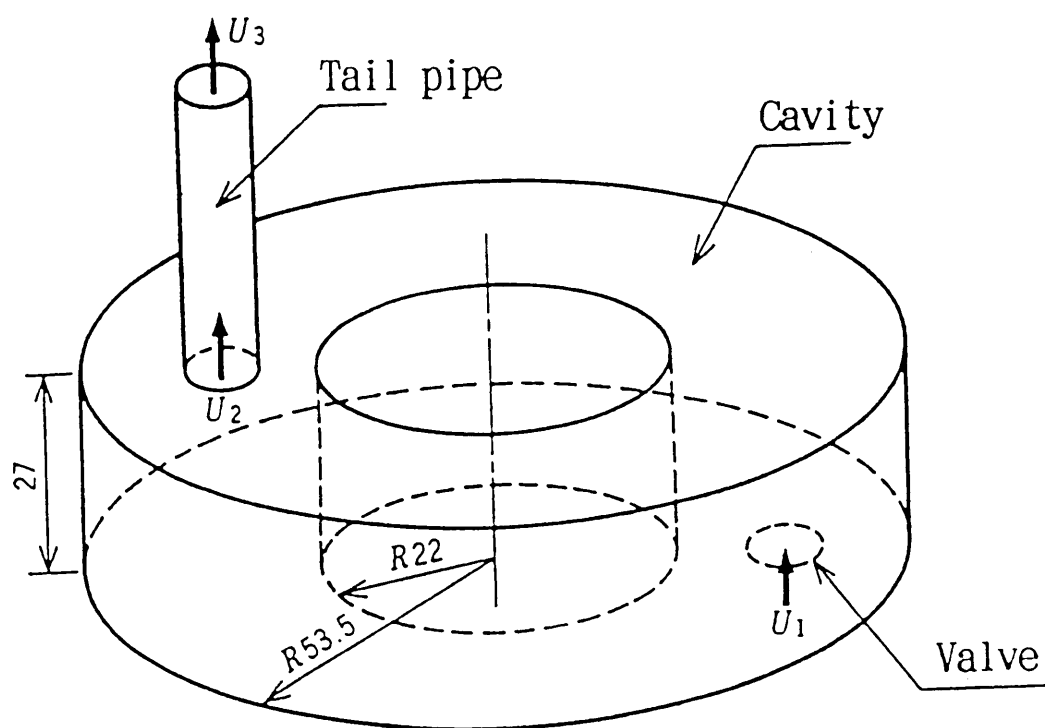


図4. 13 吐出マフラの寸法

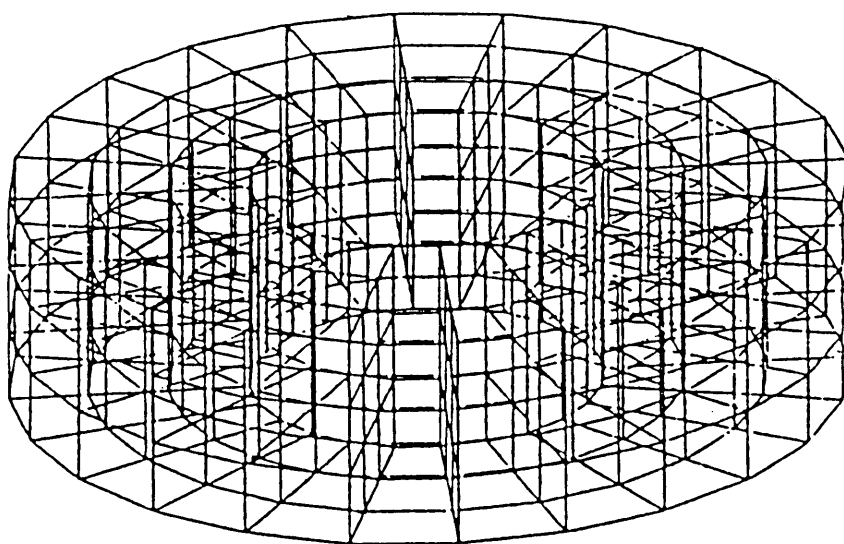


図4. 14 吐出マフラのFEM計算モデル

上述のモーダルパラメータ ( $\zeta_n$  は、5 次までの実測値の平均値 0.018 を使用)、モード関数と前節の予測で得られるガス体積速度  $U_1$  を用いて行った脈動音の予測結果を、実測値と比較して図 4. 15 に示す。

計算精度は前節よりも劣るものの、複雑な形状をしたマフラの脈動解析法として実用できることが分かった。特に、固有値付近の 1600Hz 前後はよく一致している。また、2000Hz 以上に見られる差異は、マフラの効果により流体音が他の要因の騒音以下に低下した結果生じたものであり、機械音などのため実験の方が大きい値となっている。

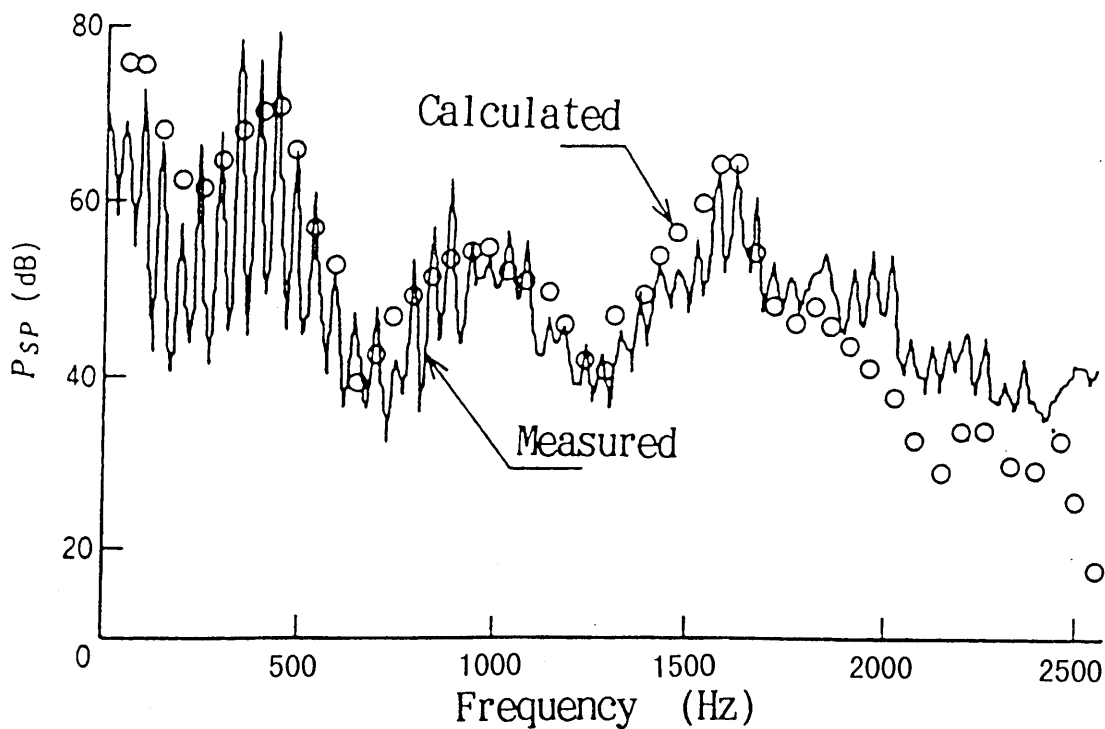


図 4. 15 マフラ出口脈動音の予測結果と実験結果の比較

#### 4. 4 結言

本研究で得られた主な結果は次の通りである.

- (1) 弁部の圧力脈動は, 圧縮機弁部のガス通路を 4 分割してモデル化する方法 (離散パラメータ法) と非線形な特性を持った弁の振動モデルを適用することにより, 約50次の高周波域まで予測できる.
- (2) 内蔵されるマフラ部については空洞部に 3 次元音響モード解析を適用し, マフラの管部に使用した伝達マトリックス法との接合をはかるモデル化により, 弁部と同様に約50次の高周波域まで予測できる.
- (3) 上記で低周波域については, 0 次モードを考慮することにより, よく一致するようになった.

しかし, 以下のような課題があることもわかった.

- (4) 精度向上のためには, 弁部の領域ⅢとⅣのガス通路部の容積が 0 となる数学的には式の分母に 0 が生じる特異点の前後において, 精度の高い処理が可能になるよう, 改善が必要である.

## 第5章 均質二相流冷媒による圧力変動の解析

### 5. 1 緒言

実際の空気調和機の騒音設計をする場合、管内を流れる冷媒に対しては、非均質二相流となると騒音レベルが高くかつ不連続音であるために音質が著しく悪くなるので、スラグ流やフロス流といった非均質二相流の領域を避けて絞りの仕様や冷媒のバランス点を決める。

本章では、まず始めに、非均質二相流を避けるための管内二相流動様式の予測法を述べる。具体的には、キャピラリチューブ内のボイド率や流速を求める流動解析を行い、その後流におけるフローパターンの推定を行う。この結果、均質二相流となる仕様を決定することができる。

噴霧流や気泡流といった均質二相流は、スラグ流等に較べ騒音レベルが低く音色は連続的な乱流騒音である。しかしながら、近年の空気調和機の低騒音化の結果、均質二相流についても騒音を10dB(A)以上低減することが必要となっている。

均質二相流がキャピラリチューブや膨張弁を通過する際の音色はシャーとかシー等の高周波の連続的な乱流騒音であり、基本的には、単相流の場合と同じである。そこで、単相流の解析に使われるDNS、 $k-\varepsilon$ モデル、LESをキャピラリチューブ及び膨張弁に適用し、液と気体との平均化した密度や動粘性係数を用いたモデル化を行うことにより、冷媒流動音低減のための有効な解析手法となりうることを示した。

### 5. 2 管内二相流動様式の予測

#### 5. 2. 1 予測方法

管内の冷媒流を直接解いて流動様式や管壁を加振する流体力を直接求めるのは非常に困難である。これは、気液二相流自体が力学的にも熱的にも非常に複雑な様相を呈し、的確な流れの把握が困難なためである。

本研究では、実際の観察結果から、キャピラリチューブ内は気液均質分散二相流になっていると仮定し、図5. 1で示す手順でキャピラリチューブ出口における流動様式を予測することにした。すなわち、キャピラリチューブ入口の冷媒の状態（既知）から、同出口のボイド率、流速、圧力、温度を解析的に求め、これらの値から、垂直二相流の状態図を用いてキャピラリチューブ出口における冷媒の状態を推定する。

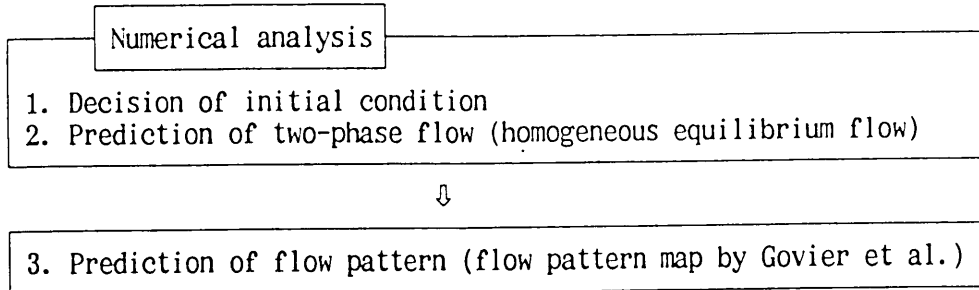
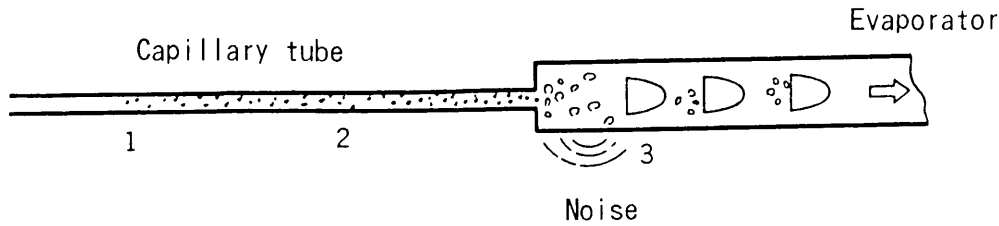


図5. 1 管内二相流の流動様式の推定法

### 5. 2. 2 管内流動解析

キャピラリチューブ内の流れは、図5. 2 (a)に示すモデルを想定する。管内は 1/7乗則の流速分布を考える。また、液とガスの混合割合を計算するためのモデルを図5. 2 (b)のように考える。ただし、図は便宜上の数学的モデルであり、実際は、前節で述べたように、気液均質分散二相流として定式化する。単位区間について、以下の基礎式が成立する。

(質量保存式)

$$\frac{d}{dx} \left[ a \int_0^a \rho_g W_r dr + a \int_a^1 \rho_l W_r dr + (1-a) \int_0^1 \rho_l W_r dr \right] = 0 \quad (5.1)$$

(運動量保存式)

$$\frac{d}{dx} \left[ a \int_0^a \rho_g W^2 r dr + a \int_a^1 \rho_l W^2 r dr + (1-a) \int_0^1 \rho_l W^2 r dr \right] + \frac{dP}{dx} = -\tau_w \frac{4}{d} \quad (5.2)$$

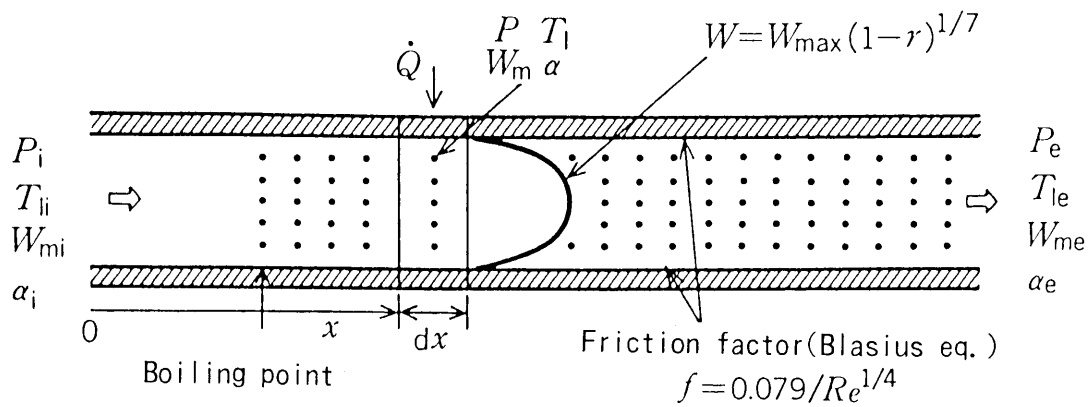
(エネルギー保存式)

$$\frac{d}{dx} \left[ a \int_0^a \rho_g h_g W_r dr + a \int_a^1 \rho_l h_l W_r dr + (1-a) \int_0^1 \rho_l h_l W_r dr \right] = -Q \frac{4}{d} \quad (5.3)$$

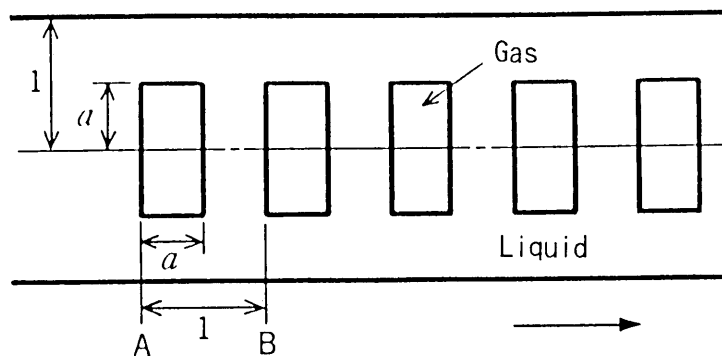
さらに、気泡に関して次の2式を加える。

(気泡数密度保存の式)

$$n_b W_m = \text{一定} \quad (5.4)$$



(a) 全体モデル (物理モデル)



(b) 気液の混合割合を計算するためのモデル (数学モデル)

図5. 2 管内二相流モデル

(気泡成長の式)

$$\frac{d}{dx} a \int_0^a \rho_g W r dr = \frac{Nu 2 \pi r_b n_b \lambda_l \Delta T_{sat}}{h_{fg}} \quad (5.5)$$

ここに,

$a$  : ガスの占める割合 [-]

$d$  : 管内径 [m]

$\rho$  : 密度 [kg/m<sup>3</sup>]

$W$  : 流速 [m/s]

$W_m$  : 平均流速 [m/s]

$T$  : 温度 [K]

$n_b$  : 気泡密度数 [-]

$r_b$  : 気泡半径 [m]

$Nu$  : ヌセルト数 [-]

$\lambda$  : 熱伝導率 [W/(m・K)]

$r$  : 管中心からの距離 [m]

$P$  : 圧力 [Pa]

$\tau_w$  : 管壁面のせん断力 [N/m<sup>2</sup>]

$\dot{Q}$  : 管壁面の熱流速 [W/m<sup>2</sup>]

$\Delta T_{sat}$  : 液の過熱度 [K]

$h_{fg}$  : 液の蒸発潜熱 [J/kg]

(添え字)

$g$  : ガス相を示す

$l$  : 液相を示す

$w$  : 管壁面を示す

また,  $\tau_w$ ,  $\dot{Q}$ ,  $Nu$ ,  $r_b$ , については, 以下の式を適用した.

$$\tau_w = f \cdot \rho_m W_m^2 / 2 \quad (5.6)$$

$$\dot{Q} = \frac{2K}{d} (T_l - T_w) \quad (5.7)$$

$$Nu = 2r_b / (\pi \cdot a_t \cdot t)^{1/2} \quad (5.8)$$

$$r_b = \{3\alpha / (4\pi n_b)\}^{1/3} \quad (5.9)$$

ここで,

$f$  : Blasius の式の摩擦抵抗 ( $f=0.079/Re^{1/4}$ ) [-]

$K$  : 熱貫流率 (Petukovの式を利用) [W/K]

$\rho_m$  : 平均密度 [ $\rho_m = a^3 \rho_g + (1-a^3) \rho_l$ ] [kg/m<sup>3</sup>]

$t$  : 気泡発生後の経過時間 [s]

$a_t$  : 液の温度伝導率 [m<sup>2</sup>/s]

$Re$  : レイノルズ数 [-]

また,  $x$ と $W_m$ とは次式の関係にある.

$$\frac{dx}{dt} = W_m \quad (5.10)$$

式(5.6)～(5.9)を式(5.1)～(5.5)に代入すると,  $W_m$ ,  $P$ ,  $T_l$ ,  $a$ ( $a^3$ がボイド率) についての連立微分方程式が求まる. 本研究では, これらをルンゲクッタ・ギル法を用いて解いた.



また、キャピラリチューブの入口が液である場合は理論解が容易に得られるため、その式と過熱度の式より発泡点位置を求めることができる。

### 5. 2. 3 流動様式の推定

5.2.2 節の予測により求めたキャピラリチューブ出口すなわち熱交換器入口の状態値と、非過熱の状態図を用いて熱交換器入口における二相流動様式が推定できる。状態図については、垂直管内二相流の状態図であり、かつ、広範囲にわたりフローパターンを示しているGovier等の図を用いた。フローパターンの代表例を下図に示すが、本研究では、噴霧流や気泡流を均質二相流、スラグ流やフロス流を非均質二相流と呼んでいる。

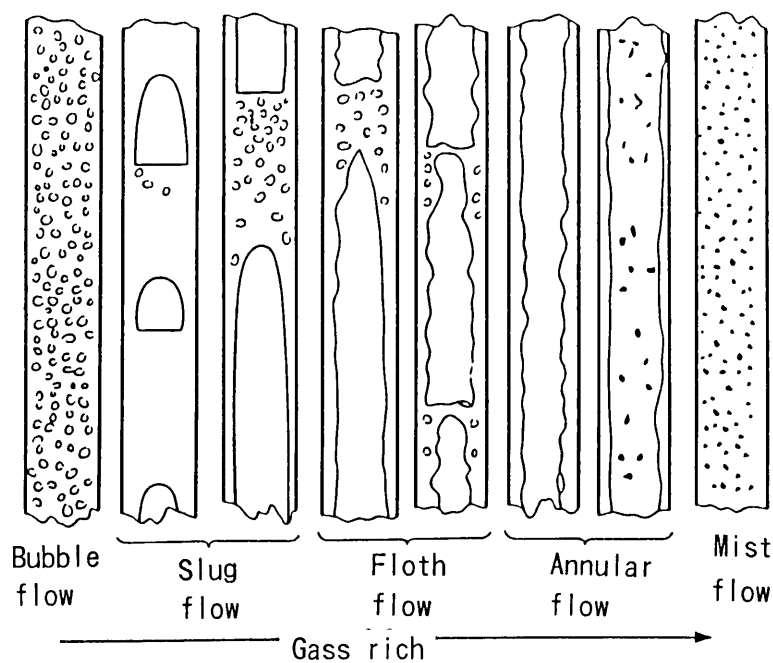


図 5. 3 管内二相流の流動様式

### 5. 2. 4 推定法の検証

キャピラリチューブを用いた検証実験は図 5. 4（次頁）の装置で行った。ボイド率と圧力について、キャピラリチューブ出口における実測値と予測値の比較を図 5. 5 に示す。

数値計算の初期値は、キャピラリチューブ入口の実測値を用いた。ボイド率に関しては、

質量流速が小さい領域で誤差が大きい。この理由として以下の二つが考えられるが、

- (1) 質量流速が小さい領域は気液均質分散二相流とならない。
- (2) 質量流速が小さい領域はボイド率の変動が大きく、その中央値を実測値としたため、実測値データの誤差が大きい。

圧力については質量流速が小さい領域でも比較的良好に対応していること、また、実測値データのキャピラリチューブ入口側の値と出口側の値が質量流速が小さい領域で逆になっていることを考えると、(2)の原因による誤差の方が大きいと考えられる。

上記流動解析の結果を用いてキャピラリチューブ出口の流動様式を予測した結果を図5. 6に示す。図から質量流速が小さい領域ではスラグ流、 $0.85 \times 10^4 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ 以上の領域では環状流や噴霧流になっていると推定される。この結果は図5. 7とよく対応している。

以上から、本推定法は、空気調和機のキャピラリチューブ出口における流動様式の推定法として実用的な精度を有した手法であると言える。

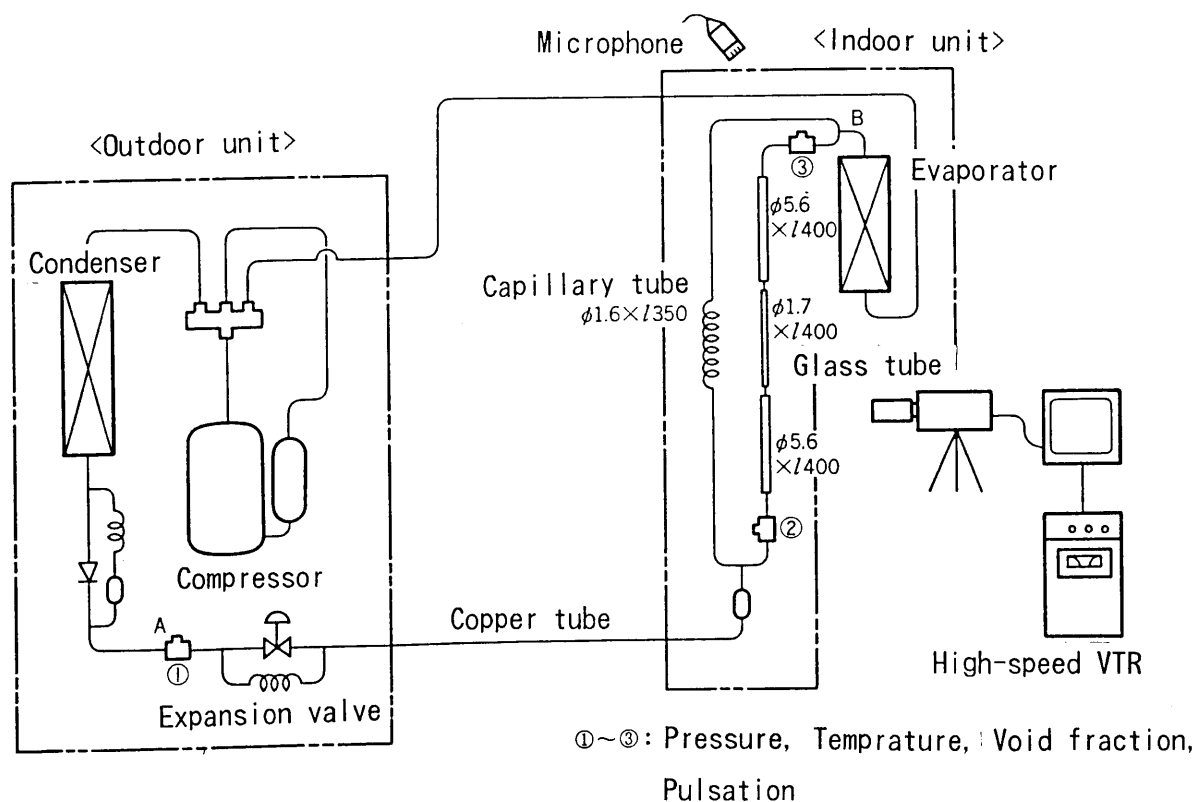
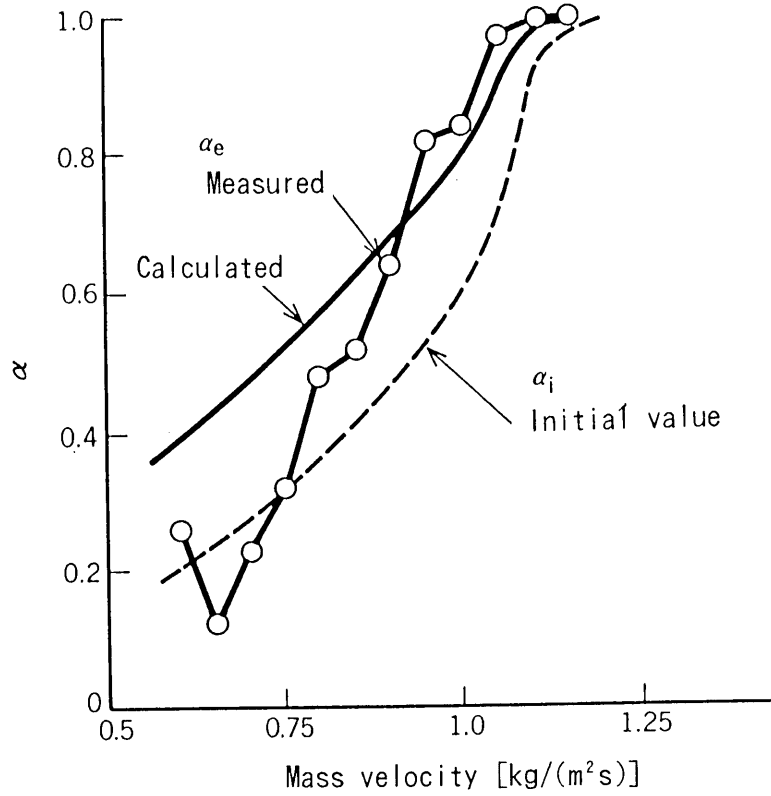
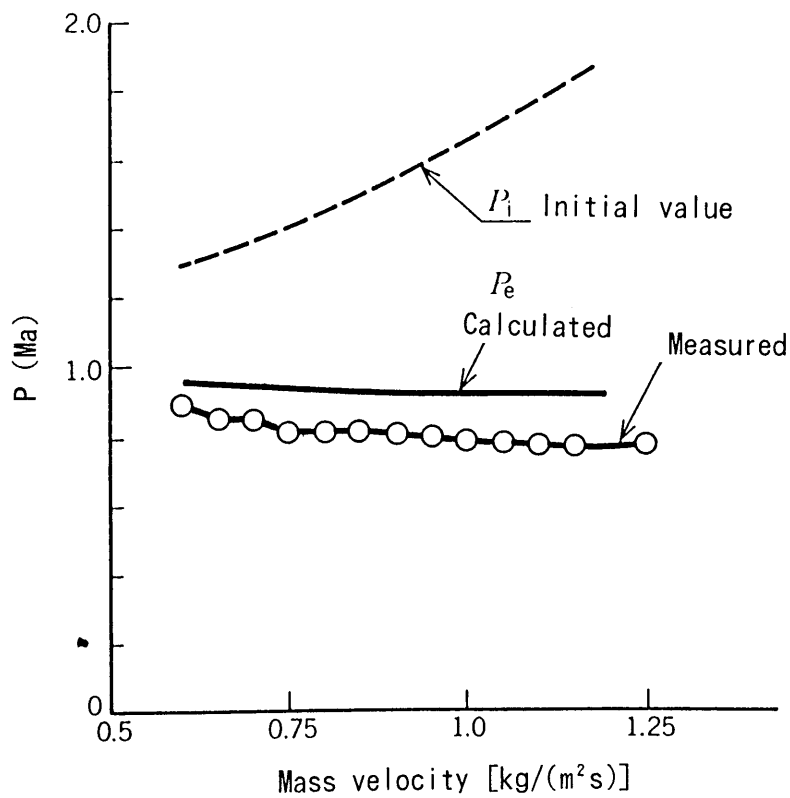


図5. 4 実験装置



(a) ボイド率



(b) 圧力

図5. 5 ボイド率及び圧力の予測結果

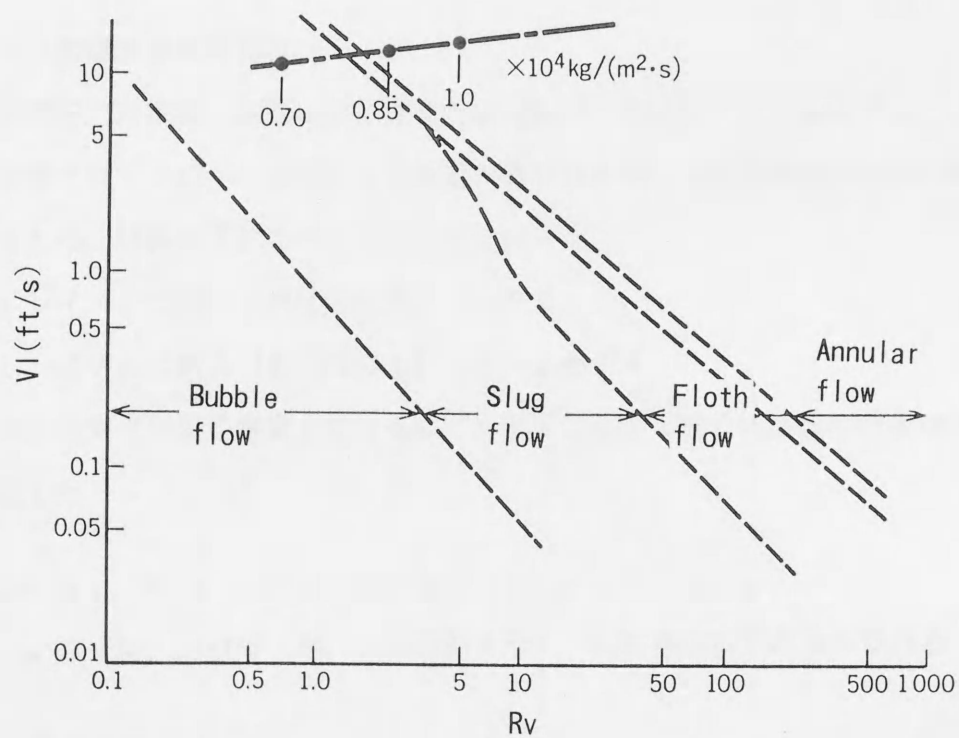


図5. 6 流動様式の推定結果

Flow after capillary tube	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)	(f)
	Slug flow			Annular, Mist flow		
$U$ [ $\times 10^4 \text{ kg}/(\text{m}^2 \cdot \text{s})$ ]	0.6	0.7	0.8	0.9	1.0	1.1
$\alpha$	0.30	0.25	0.50	0.65	0.85	1.0

図5. 7 キャピラリチューブ出口の流動形態

### 5. 3 均質二相流の流動解析

#### 5. 3. 1 冷媒流のモデル化

均質二相流を、非定常、非圧縮性粘性流、軸対象の2次元流として解析する。また、最近の空気調和機ではインバータ駆動による流量制御が行われ、冷媒循環量が少ない時と多い時が存在するため、解析は下記のケースに分けて行った。

(a) レイノルズ数小(約5000以下) : DNS

(b) レイノルズ数大(約5000以上) :  $k-\varepsilon$ モデル

ここでは、均質二相流を想定しているので、解析に必要な動粘性係数や密度は下記の式を用いて算出した。

$$\nu_m = \alpha \nu_g + (1-\alpha) \nu_l, \quad \rho_m = \alpha \rho_g + (1-\alpha) \rho_l \quad (5.11)$$

ここで、 $m$  は平均、 $g$  はガス相、 $l$  は液相を示し、各記号は以下の通りである。

$\alpha$  : ボイド率 [-]

$\nu$  : 動粘性係数 [ $\text{m}^2/\text{s}$ ]

$\rho$  : 密度 [ $\text{kg}/\text{m}^3$ ]

温度15℃、圧力0.8MPa、ボイド率0.6 のような代表的な条件での $\nu_m$ や $\rho_m$ の値は以下のようになる。

$$\nu_m = 0.28 \times 10^{-6} \text{ [m}^2/\text{s]}$$

$$\rho_m = 1.1 \times 10^3 \text{ [kg/m}^3\text{]}$$

上記モデルの流れのナビエ・ストークスの式、連続の式を解く場合、流れの方向が急に変わる流路等を含む複雑な管内流では、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルでは解が発散する問題が有る。本研究でも同様の現象が発生し、解決策を検討した。結果、Launderと加藤が提案した<sup>(136)</sup> 乱流エネルギーモデルを採用することで解消できることがわかった。すなわち、 $k$ の輸送方程式の生産項を $P_K$ 、消散項を $\varepsilon$ とすると、下式が有効であることがわかり採用した。

$$P_K = C_M \varepsilon \Omega S \quad (5.12)$$

ここで、

$$S = -\left[ -\left( \frac{k}{\varepsilon} - \frac{1}{2} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$\Omega = \frac{k}{\varepsilon} \left[ -\left( \frac{1}{2} \frac{\partial U_i}{\partial x_j} - \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$C_M = \min [0.09, 0.3/(1+0.35 S^{*1.5})]$$

$$S^* = \min [400, S]$$

また、数値解法としては、SIMPLE法(Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations)を用い、空間微分の差分近似には、QUICK(Quadratic Upstream Interpolation for Convective Kinematics)スキームを用いた。

DNS及び $k-\varepsilon$ モデルの各計算における境界条件は下表の通りとした。なお、表中の $x$ (軸方向座標)、 $r$ (半径方向座標)、 $u$ (軸方向速度)、 $v$ (半径方向速度)は、図5. 8以降の図中の各記号に対応している。

表5. 1 DNSの境界条件(層流計算)

Inlet	Flat-shaped velocity distribution, $U=1$
Exit	$\partial \phi / \partial x=0$ , ( $\phi=u, v$ )
On center axis	$v=0$ , $\partial u / \partial r=0$ ,
On the wall	$u=0$ , $v=0$

表5. 2  $k-\varepsilon$ モデルの境界条件(乱流計算)

Inlet	Flat-shaped velocity distribution, $U=1$
Exit	$\partial \phi / \partial x=0$ , ( $\phi=u, v, k, \varepsilon$ )
On center axis	$v=0$ , $\partial \phi / \partial r=0$ , ( $\phi=u, k, \varepsilon$ )
On the wall	$u, v$ ; 1/7th-power law $\partial k / \partial n=0$ , ( $n$ ;Normal Direction) $\varepsilon = C_M^{0.75} k^{1.5} / (0.41 y_p)$ $y_p$ ;Distance from wall to grid point

## 5. 3. 2 数値シミュレーション

### 5. 3. 2. 1 DNS及び $k-\varepsilon$ モデル

計算は、絞りの代表である下記の2つを対象にした。

(a) キャピラリチューブ

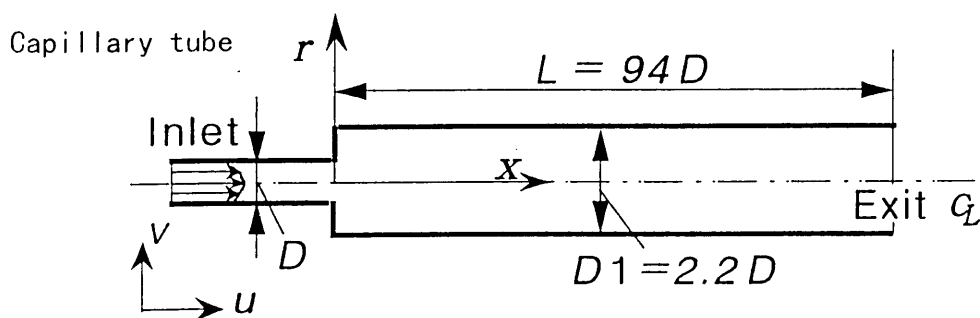
(b) 膨張弁

(a) キャピラリチューブ

キャピラリチューブを図5. 8に示すような急拡大した管路とし、DNSを用いてレイノルズ数をパラメータにして解析を行った。格子点の数は約10000 にしている。

図5. 9に計算結果を示す。レイノルズ数を100 から5000まで変化させて計算した。5000以外は圧力分布のみ記載した。図より、5000以上では乱流が発生しており、レイノルズ数が約44000 の実機では、完全に乱流域になっていることがわかる。

以降は、正規のキャピラリチューブを用いた絞り部を対象に、 $k-\varepsilon$ モデルを用いて計算を実施した。

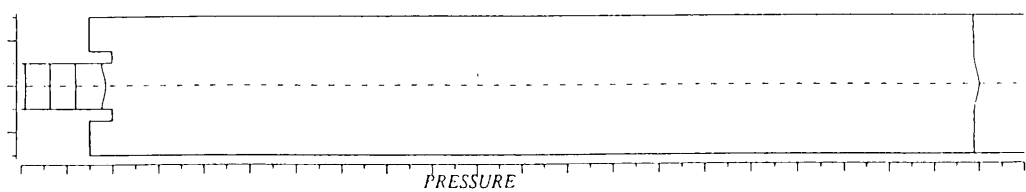


(a) 概略図

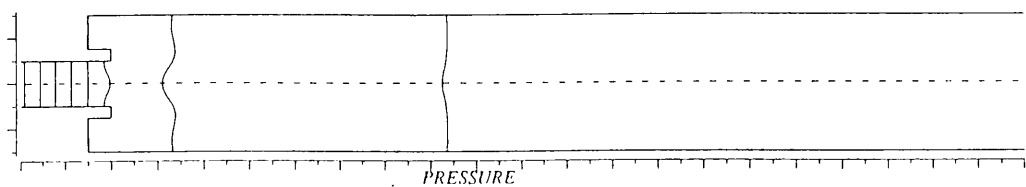


(b) 計算格子

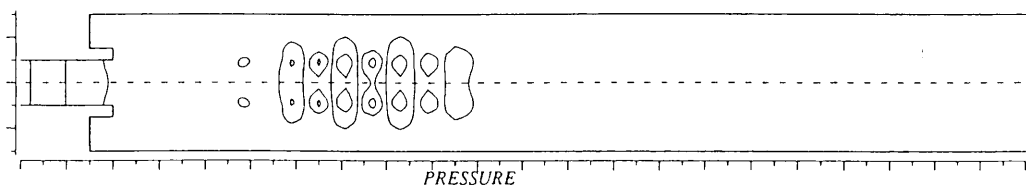
図5. 8 キャピラリチューブ出口の急拡大部



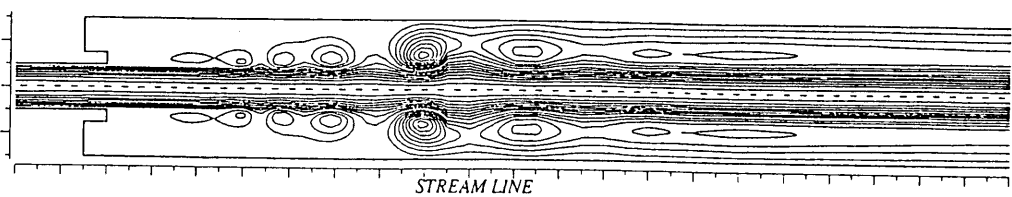
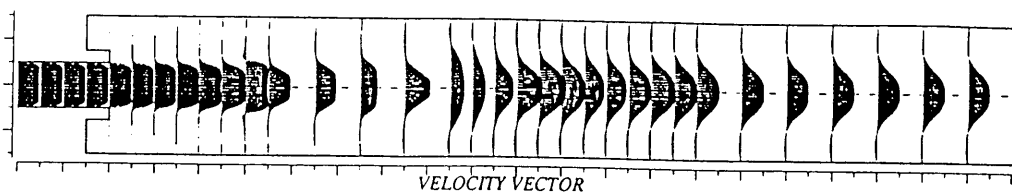
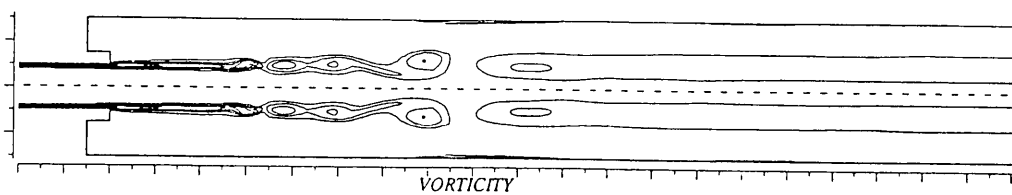
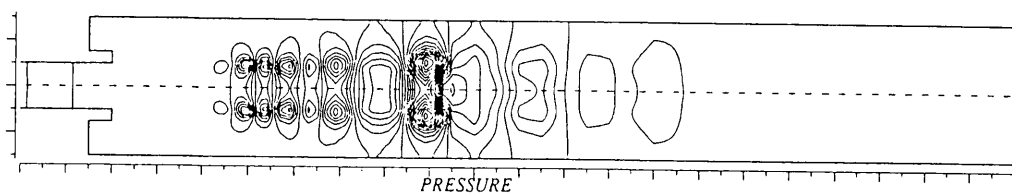
(a)  $Re = 100$



(b)  $Re = 1000$



(c)  $Re = 3000$



(d)  $Re = 5000$

図 5. 9 DNSによるキャピラリチューブの流動解析



図5. 10に $k-\varepsilon$ モデルでの計算格子を示す。キャピラリチューブ出口の拡大率を押さえた騒音対策用の補助キャピラリチューブ(250mm)を備えた絞り部全体をモデル化した。レイノルズ数は44000とした。計算結果を図5. 11に示す。図は速度ベクトル、流線、圧力分布、乱流エネルギー、渦動粘度、散逸率を示す。キャピラリチューブ直後に大きな剥離渦ができており、乱流エネルギーも大きく、音源位置であることがわかる。(b)の流線の図で、流れが拡大管に再付着する位置Aは元の配管径の5.7倍の位置であり、この値はL.F. Moonらの実験データと一致しており<sup>(118)</sup>、解析は有効であると言える。

本方法を用いて、補助キャピラリチューブ長さをパラメータとした計算を行った。さらに、 $L/d=0\sim20$ の区間の乱流エネルギーの総和(積分値)を求めた。結果を下記に示す。

(a) 補助キャピラリチューブ長さ; 0mm ( $L/d=0$ ), 乱流エネルギー積分値; 1.55

(b) 補助キャピラリチューブ長さ; 55mm ( $L/d=92$ ), 乱流エネルギー積分値; 0.94

(c) 補助キャピラリチューブ長さ; 250mm ( $L/d=156$ ), 乱流エネルギー積分値; 0.94

補助キャピラリチューブを入れて拡大率を小さくすることにより、乱流エネルギーは低下しており騒音低減が期待できる。しかし、55mmと250mmは同じ値であり、補助キャピラリチューブをあまり長くしても効果はないこと等がわかる。

このように、 $k-\varepsilon$ モデルでは圧力変動値を直接求めることはできないけれども、低騒音化の検討には有効な手段となる。

Capillary tube

Sub Capillary tube

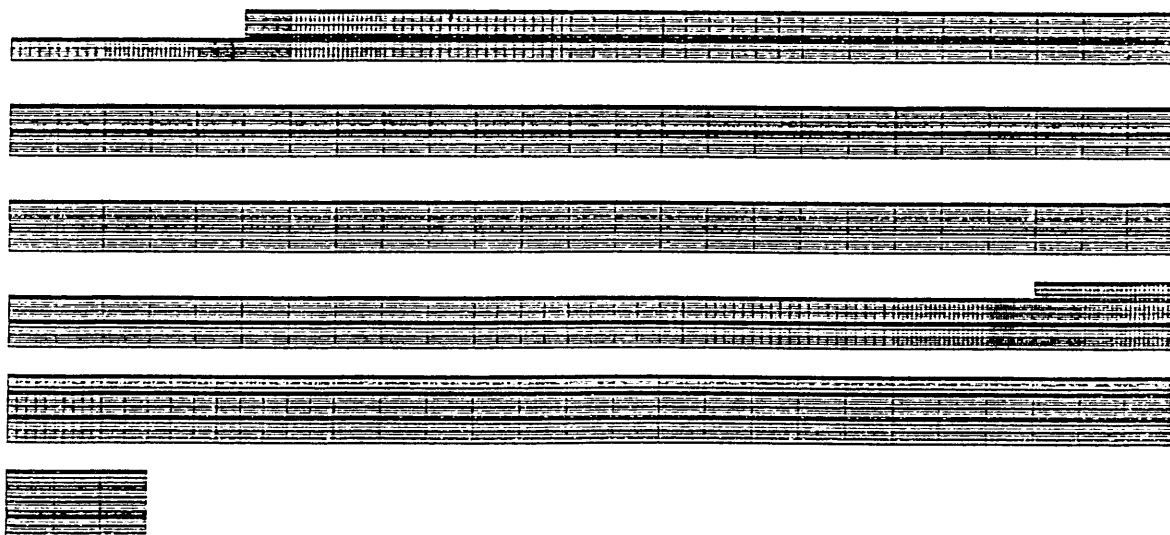
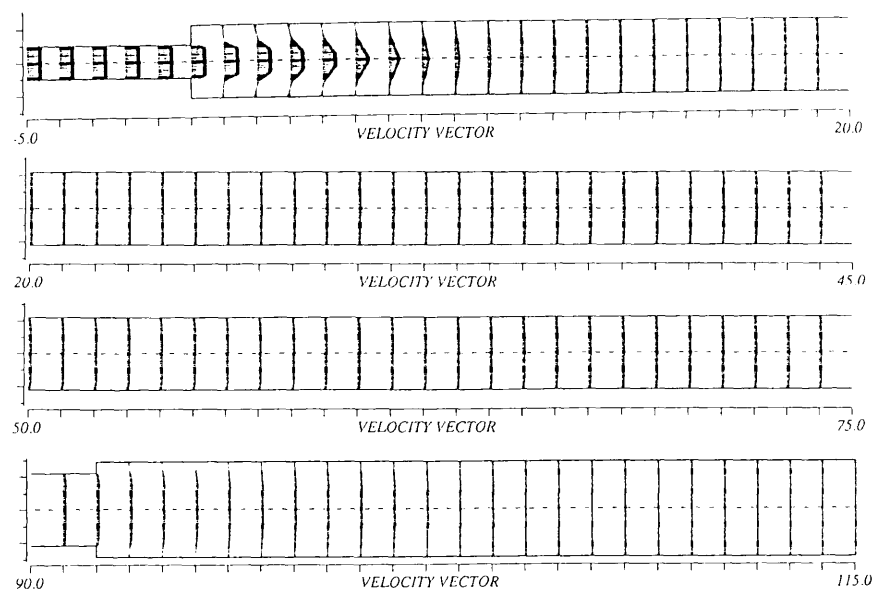
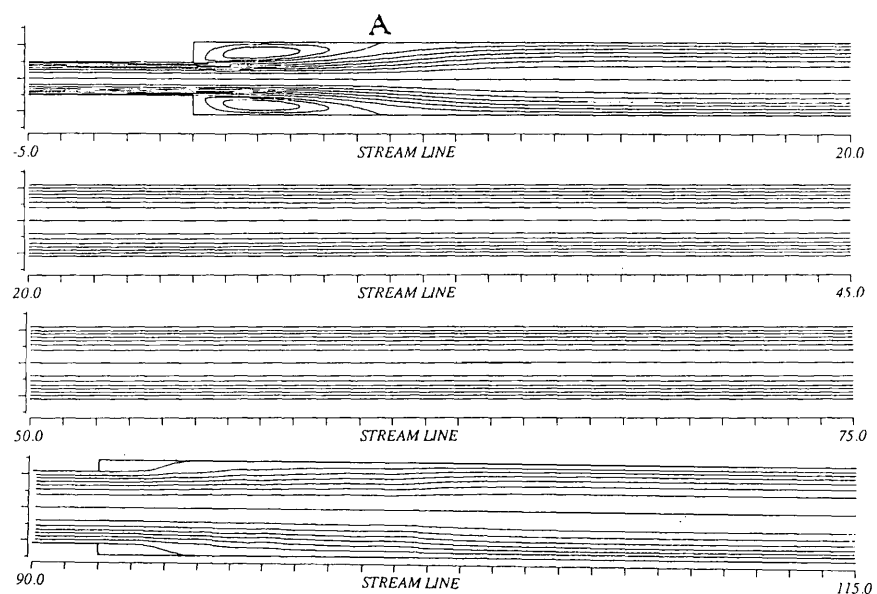


図5. 10  $k-\varepsilon$ モデルの計算格子

(a) Velocity  
vector



(b) Stream  
line



(c) Pressure  
distribution

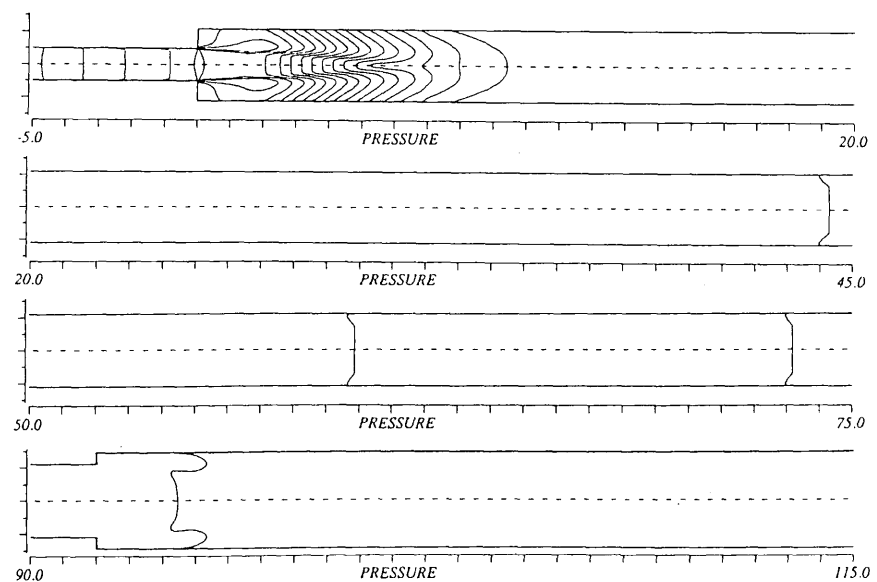
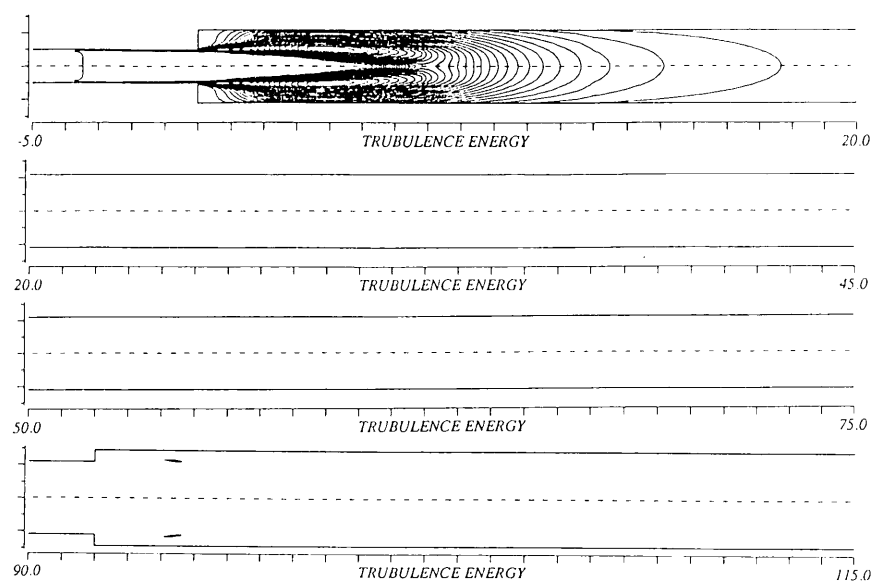
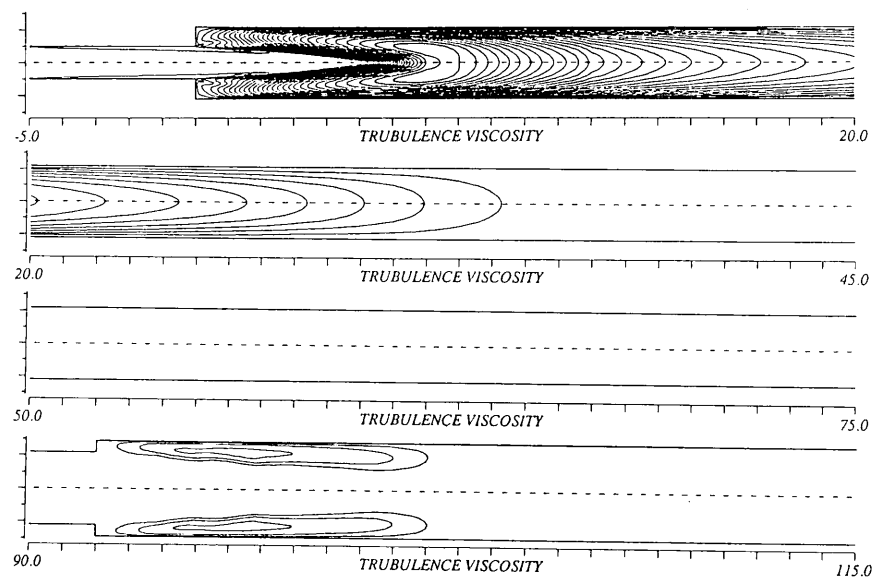


図5. 1 1 k-εモデルによるキャピラリチューブの流動解析(1)

(d) Turbulence  
energy



(e) Turbulence  
viscosity



(f) Dissipation  
rate

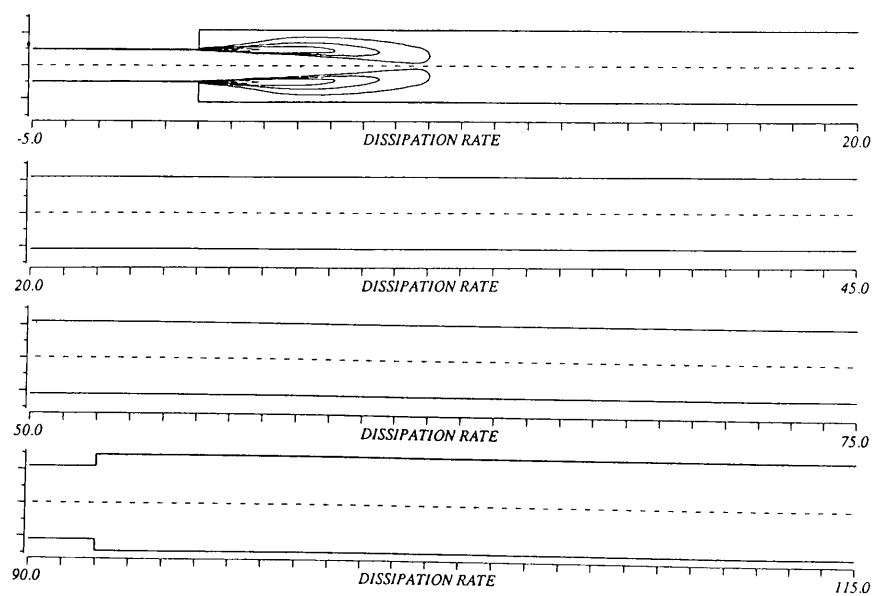
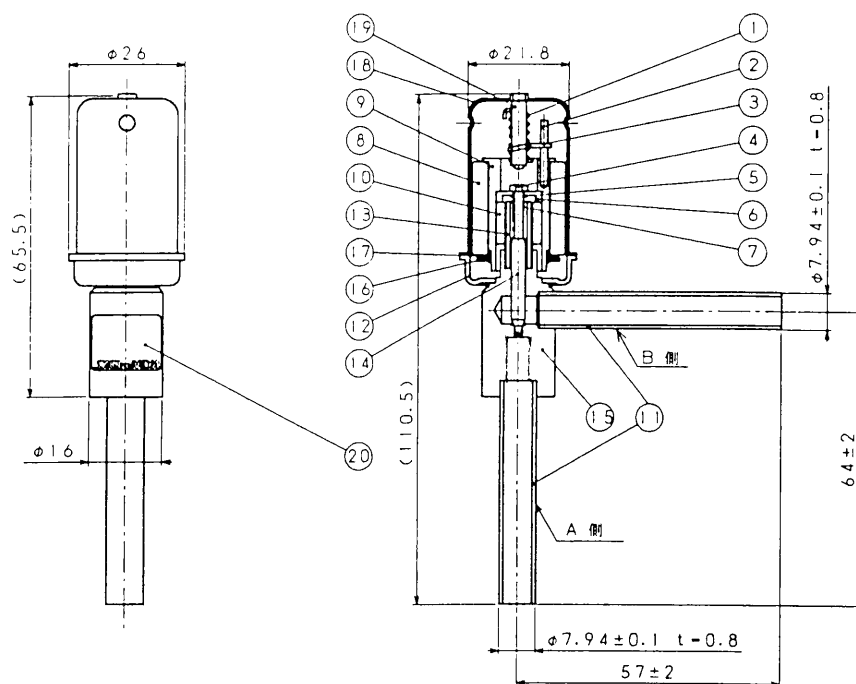


図5. 11  $k-\varepsilon$ モデルによるキャピラリチューブの流動解析 (2)

# (b) 膨張弁

計算対象は、実際に用いられている下図の電子膨張弁を選んだ。冷媒は、冷房運転の場合、右から入り、弁で絞られた後、下方に流れる。開度は中央の弁棒を上下させることにより制御される。図5. 13に、図5. 12を横にして表した流れ部の解析モデルを示す。また、計算格子を図5. 14に示す。格子の数は約9600であり、最小寸法は $6 \times 10^{-4}D$ より小さくしている。開度は30%と50%について行った。



No.	Part Name	Unit	Material
1	ガイド	1	SUS304
2	ピン	1	SUS420
3	スライダー	1	SUS304
4	固定金具	1	SUS303
5	ワッシャー	2	C5210
6	パネ受	1	C3604
7	パネ	1	SUS304
8	磁石	1	フェライト
9	スペーサー	1	A6061
10	メネジ	1	Cu合金
11	継手	2	C1220
12	下蓋	1	SUS304
13	オネジ	1	SUS303
14	ニードル	1	SUS303
15	本体	1	C3771
16	止メ輪	2	S65CM
17	波座金	2	S65CM
18	ケース	1	SUS304
19	心棒	1	SUS303
20	ラベル	1	ポリエステル

図5. 12 膨張弁（サギノミヤ製，DKV-18D）

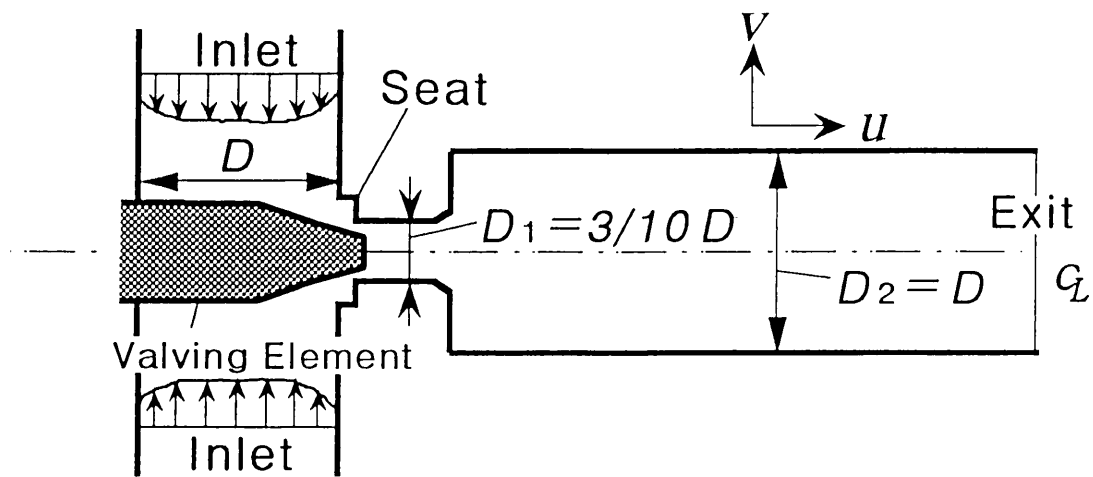


図 5. 1 3 膨張弁の解析モデル

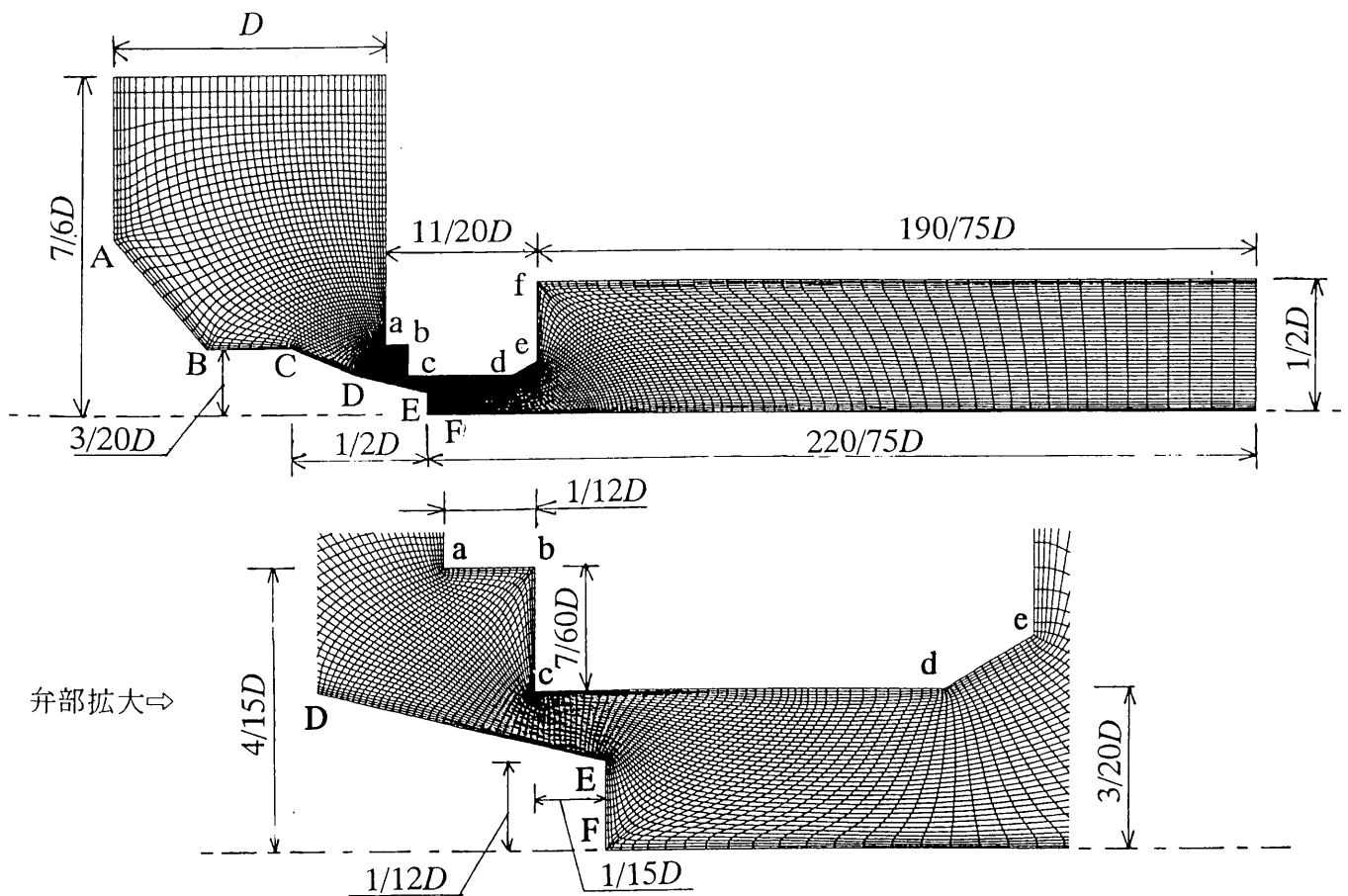
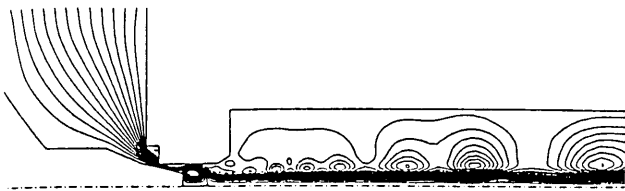
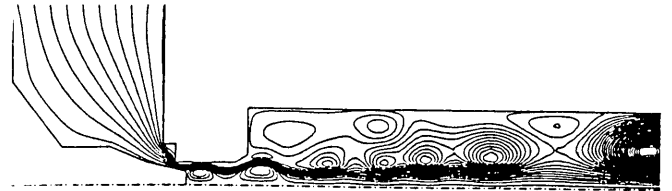


図 5. 1 4 膨張弁の計算格子

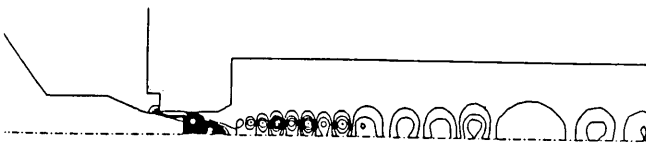
始めに、小流量時を対象に計算した。レイノルズ数は930 とし、DNSを用いた。計算結果を図5. 15に示す。図の流線や圧力分布より、流れは弁先端から離れて、渦を伴い、中央付近を流れている。また、開度が大きくなると、渦も大きくなる。(c')(iii)データは、弁のD部を過ぎると圧力は低下し、渦のところで変化していることを示しており、(b')のデータとよく対応している。



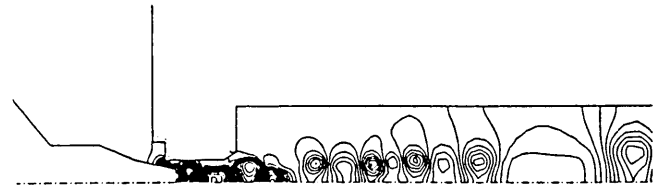
(a) Streamlines of laminar flow in the expansion valve  
(Laminar flow, Open ratio: 30%,  $Re = 930$ )



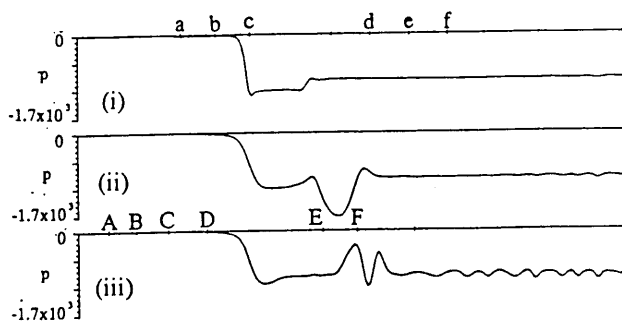
(a') Streamlines of laminar flow in the expansion valve  
(Laminar flow, Open ratio: 50%,  $Re = 930$ )



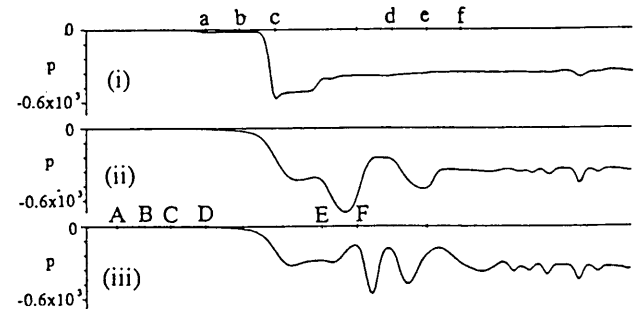
(b) Pressure distribution of the expansion valve flow  
(Laminar flow, Open ratio: 30%,  $Re = 930$ )



(b') Pressure distribution of the expansion valve flow  
(Laminar flow, Open ratio: 50%,  $Re = 930$ )



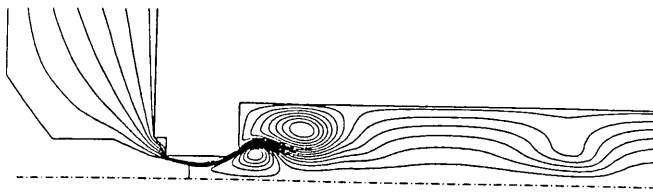
(c) Pressure variations along (i) the wall,  
(ii) the center-line and (iii) the axis of a valve,  
(Laminar flow, Open ratio: 30%,  $Re = 930$ )



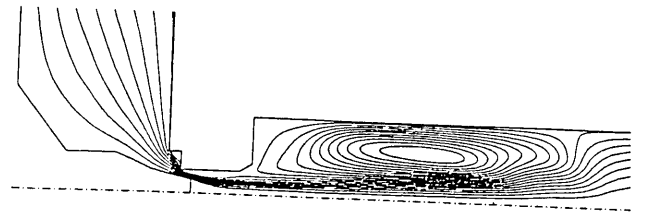
(c') Pressure variations along (i) the wall,  
(ii) the center-line and (iii) the axis of a valve,  
(Laminar flow, Open ratio: 50%,  $Re = 930$ )

図5. 15 DNSによる膨張弁の解析結果

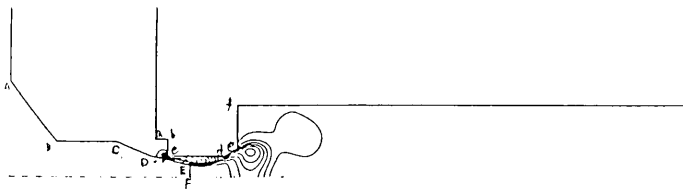
$k - \varepsilon$  モデルによる結果を図 5. 16 に示す。レイノルズ数は  $1 \times 10^5$  とした。50%の開度では、中心線に沿って流れ、弁棒の後流には渦の発生はなく、管壁側に大きな剥離渦が発生している。また、(c') のデータより、50%の開度の場合、中心線上は弁棒を出た後の圧力低下以外は、圧力はほぼ一定値となっている。キャピラリチューブの場合と同様に、急拡大後の管壁側にできる大きな剥離渦を弱くすることが打手であり、5. 4 節で述べる。



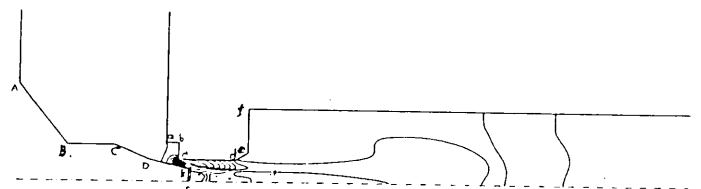
(a) Streamlines of turbulent flow in the expansion valve  
(Turbulent flow, Open ratio: 30%,  $Re = 1 \times 10^5$ )



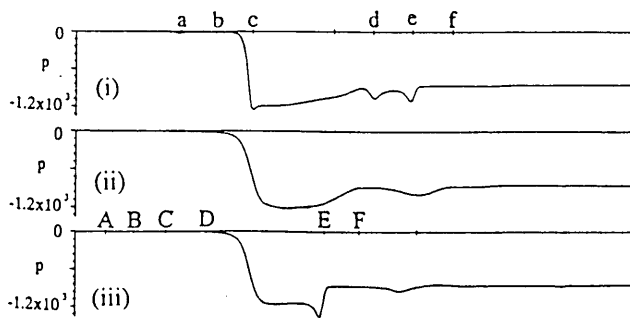
(a') Streamlines of turbulent flow in the expansion valve  
(Turbulent flow, Open ratio: 50%,  $Re = 1 \times 10^5$ )



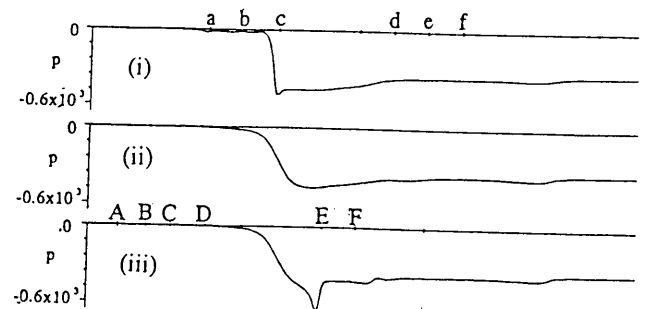
(b) Pressure distribution of the expansion valve flow  
(Turbulent flow, Open ratio: 30%,  $Re = 1 \times 10^5$ )



(b') Pressure distribution of the expansion valve flow  
(Turbulent flow, Open ratio: 50%,  $Re = 1 \times 10^5$ )



(c) Pressure variations along (i) the wall,  
(ii) the center-line and (iii) the axis of a valve,  
(Turbulent flow, Open ratio: 30%,  $Re = 1 \times 10^5$ )

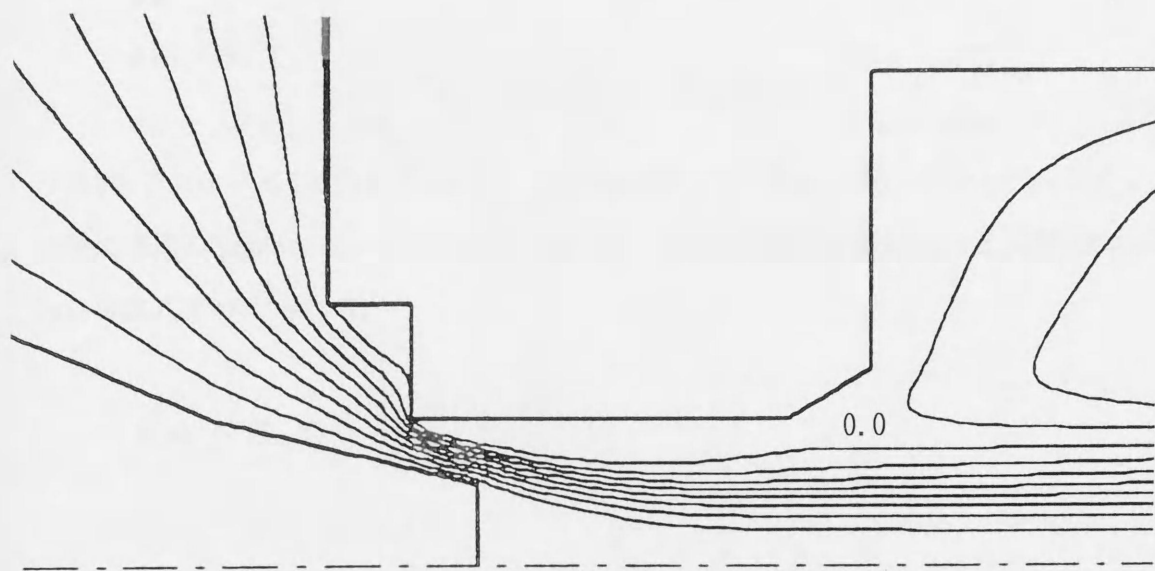


(c') Pressure variations along (i) the wall,  
(ii) the center-line and (iii) the axis of a valve,  
(Turbulent flow, Open ratio: 50%,  $Re = 1 \times 10^5$ )

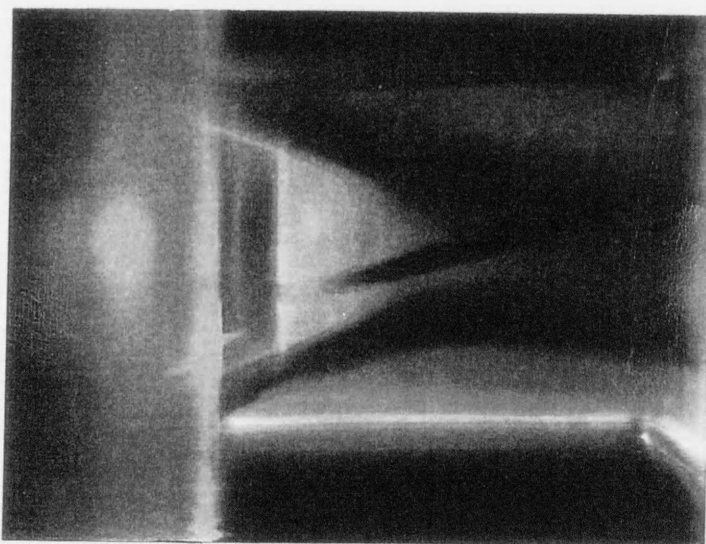
図 5. 16  $K - \varepsilon$  モデルによる膨張弁の解析結果

可視化水槽を用いて計算の検証を行った。可視化用の膨張弁には、透明なアクリル製の10倍モデルを試作した。レイノルズ数を計算すなわち実機の値に合わせて、レーザライトシートを使った蛍光法により、可視化した。

計算と実験の比較を図5. 17に示す。弁棒の先端表面から離れた流れと、剥離域の形状や大きさが計算と一致しており、計算値は実機に対応した値であることが検証できた。



(a) 計算結果



(b) 可視化実験

図5. 17 K- $\epsilon$ モデルによる計算の検証（弁開度:50%）



### 5. 3. 2. 2 L E S

乱流域を  $k - \varepsilon$  モデルで解いても、直接圧力変動を求めることはできない。そこで、L E S による解析を試みた。以下に、前節の膨張弁について行った解析例を示す。

冷媒流を非圧縮性流体を仮定すると、基礎方程式は、下記の格子スケールの連続の式とナビエ・ストークスの式となる。

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \quad (i=1, 2, 3) \quad (5.13)$$

$$\frac{\partial U_i}{\partial t} + \frac{\partial U_i U_j}{\partial x_j} = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left( P + \frac{2}{3} k_{SGS} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (1/Re + \nu_{SGS}) \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right) \right\} \quad (5.14)$$

Sub格子スケール(SGS)モデルには、Leonard項  $L_{ij}$  + Cross項  $C_{ij}$  を0とし、レイノルズ応力項に通例のSmagorinskyモデルを使用した。SGS乱流渦粘性係数  $\nu_{SGS}$  とSGS乱流エネルギー  $k_{SGS}$  は次式で与えられる。

$$\nu_{SGS} = (C_s \Delta)^2 \left\{ - \left( \frac{\partial U_i}{\partial x_j} + \frac{\partial U_j}{\partial x_i} \right)^2 \right\}^{1/2} \quad (5.15)$$

$$k_{SGS} = \nu_{SGS}^2 / (C_k \Delta)^2 \quad (5.16)$$

$$C_k = 0.09, \quad C_s = 0.1, \quad \Delta = (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{1/3}$$

また、壁付近での急激な速度変化による渦粘性の過大を補正するため、壁面の格子スケールには Van Deiest 型のダンピングの式を使用している。

$$f = 1 - \exp(-y^+/A^+), \quad A^+ = 25 \quad (5.17)$$

単純化した膨張弁の計算対象の領域を図5. 18 (次頁)に示す。また、計算格子を図5. 19に (次頁)に示す。格子点の数は約35400 である。入口境界条件には、森西ら<sup>(123)</sup>によるバックステップ流れの計算と同様に、別途各ステップでchannel内乱流を計算して、その速度分布を膨張弁の入口に与えている。式(5.13)、式(5.14)の離散化は有限体積法に基づいて行い、空間差分には対流項のみ3次風上差分であるQUICK スキームを用い、その他は2次精度中心差分を用いた。計算アルゴリズムはHSMAC(Highly Simplified MAC)法に準じている。平均流速に基づくレイノルズ数は約25000 である。

図5. 20 (73頁)に計算途中の値を示す。直接圧力変動を求める有効な解析法であるが、現状下記の問題がある。本研究では、ここまでに中止したが、実用的な解析としていくためには、特に (a)が課題であり、当面はスーパーコンピュータ使用による方法しかない。

- (a) 計算速度が遅く、約20000ステップの目標に対し、EWSによる計算では一日に300～500ステップしか進まない。
- (b) 当初は、対流項の離散化に4次精度中心差分を用いていたが、計算が不安定になるという問題があり、3次の風上差分に変更（数値粘性増大による安定化）したが、理論的にその影響が明らかでない。
- (c) 入口境界条件のためのchannel内乱流の計算において、格子数の節約を図って計算すると、乱れが減衰する。

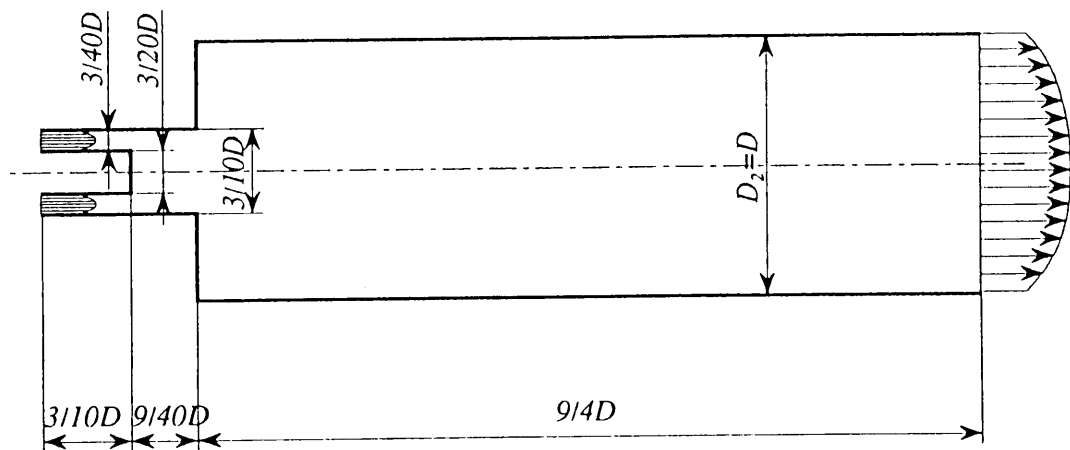
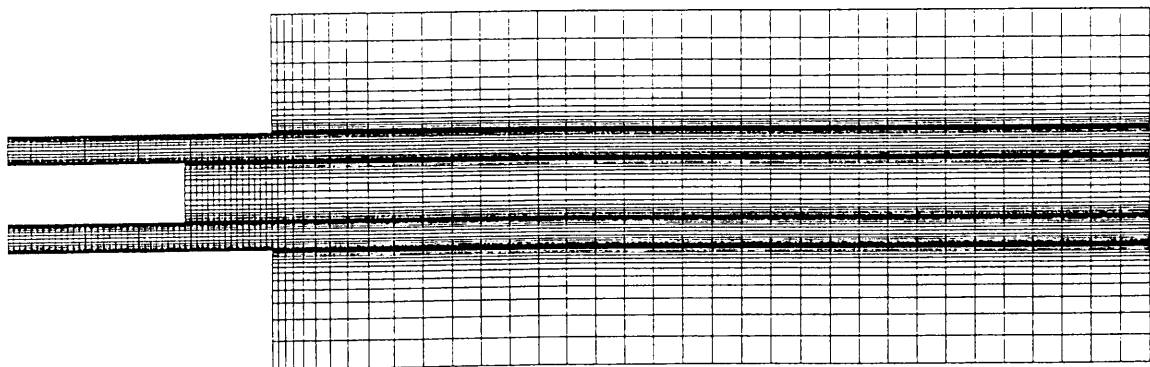
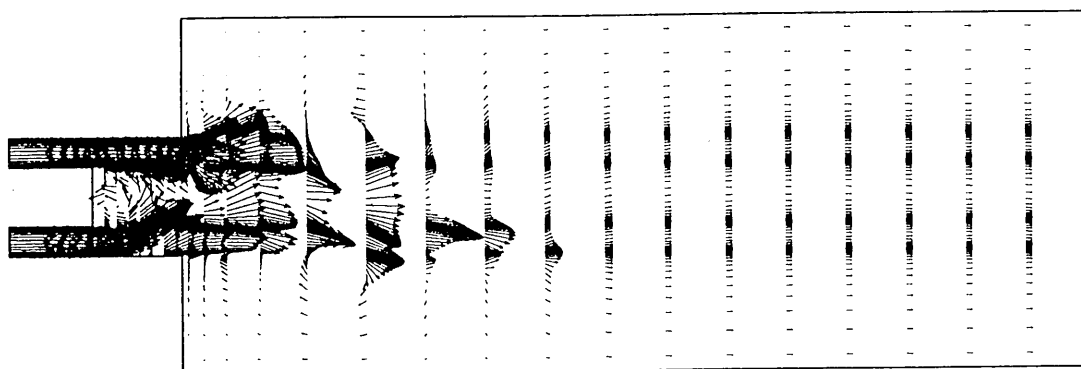


図5. 18 膨張弁のLES解析モデル



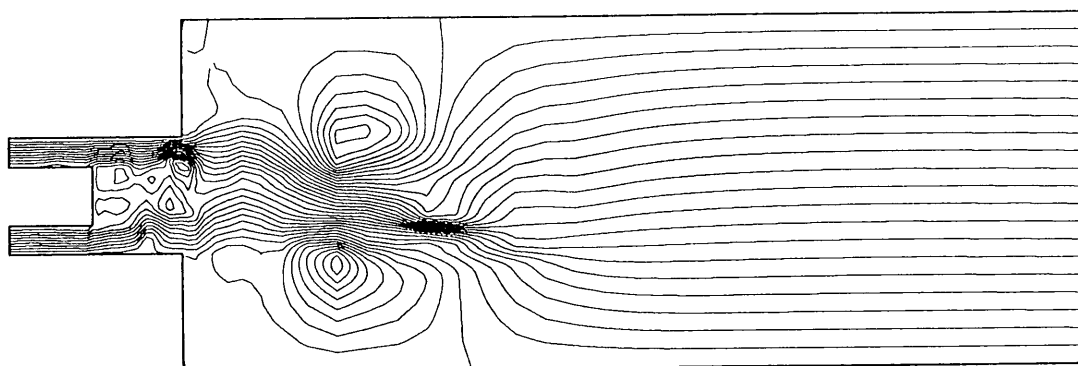
Whole aspect

図5. 19 膨張弁のLES計算格子



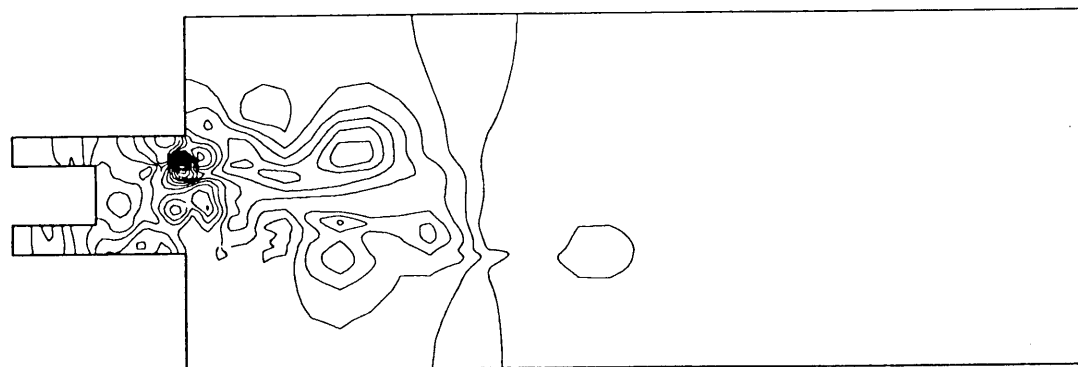
(a) Velocity vector

$Re = 1280.0$   $Time = 1.343$



(b) Stream line

$Re = 1280.0$   $Time = 1.343$



(c) Pressure distribution

$Re = 1280.0$   $Time = 1.343$

図5. 20 LESによる計算（途中）

#### 5. 4. 検討

均質二相流に対する解析方法を述べてきたが、実際にこれらを用いて最適設計した場合、どの程度の効果が期待できるかを実機により検証した。

##### (a) 膨張弁

まず、膨張弁に関しては、弁後流での剥離渦をなくすために、その部分をテーパ状にした場合について解析を行った。解析手法は5.3.2.2で行った方法であり、理論的には $8^{\circ}$ 位の広がり角度が最適であるが、実用面を考え、角度 $10^{\circ}$ で行った。結果を図5. 21に示す。弱い剥離渦は残っているものの、図5. 15に比べ、流れは大幅に改善されている。

##### (b) 絞りシステム

上記膨張弁の低騒音化策とキャピラリチューブの低騒音化策を実機に適用し、効果を調査

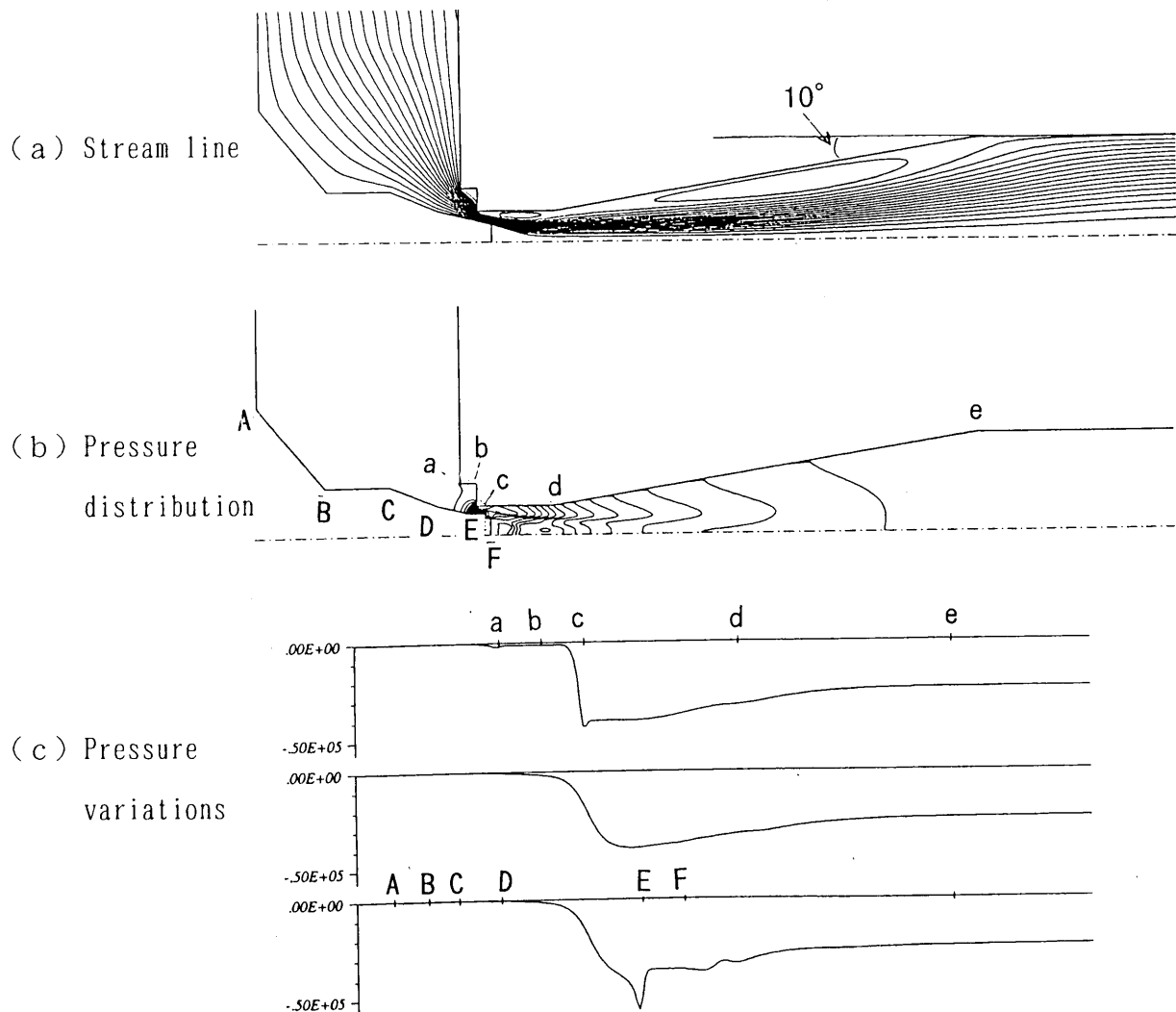


図5. 21 低騒音型膨張弁の $k-\epsilon$ 法による解析結果（開度50%）

した。膨張弁とキャピラリチューブを有する空気調和機の室内機に対策品を取り付け、熱交換器入口の圧力変動を比較測定した。対策は、弁出口の拡大部を $10^\circ$ のテーパ形状にした低騒音膨張弁に出口流速低減のために太く長いキャピラリチューブ（抵抗値一定）を取り付けた絞り構造とした。冷房運転を行った時の結果を図5. 23に示す。圧力変動は10から15dB低減しており、期待通りの効果が得られた。当然、放射面である熱交換器からの放射音も同等に低減しており、実際の空気調和機に反映され、冷媒流動音の低減に大いに貢献している。

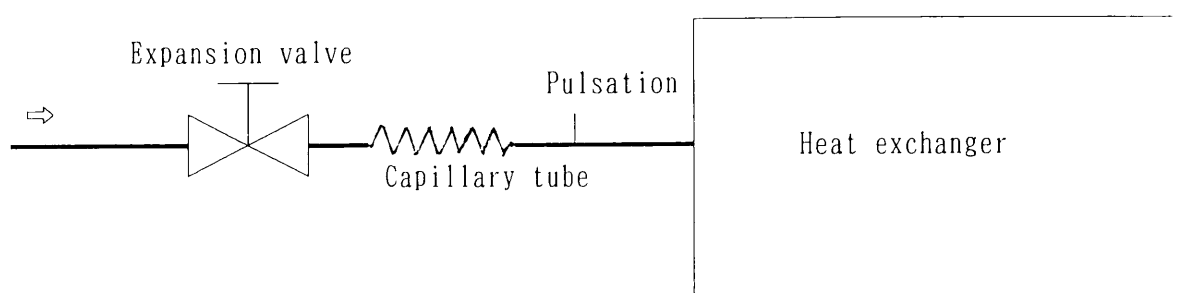


図5. 22 実験装置（冷房能力:4.0kW, 冷媒流量:0.7kg/(m<sup>2</sup>s)）

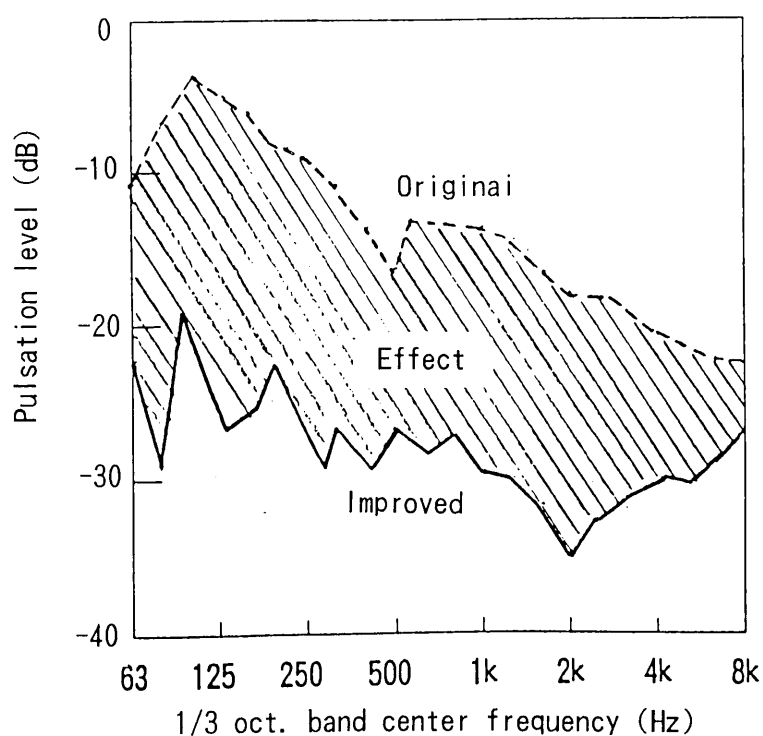


図5. 23 低騒音絞り構造の圧力変動低減効果  
（冷房能力:4.0kW, 冷媒流量:0.7kg/(m<sup>2</sup>s)）

## 5. 5. 結言

冷媒流のうち、単相流として扱える均質二相流について研究を行った。本章の結果を以下に要約する。

- (1) 非均質二相流を避けるために、キャピラリチューブで構成される絞り出口の流動様式を予測することを行った。結果、気液均質分散二相流と仮定し、質量保存式、運動量保存式、エネルギー保存式、気泡密度保存の式、気泡成長の式を用いた計算手法とGovier等の状態図を併用することにより、キャピラリチューブ出口の流動様式予測が可能であることを示した。
- (2) 噴霧流等の均質二相流を対象に、DNS、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルによるキャピラリチューブ及び膨張弁の流動解析を行った。結果、レイノルズ数が小さい領域ではDNS、乱流域となるレイノルズ数が大きい領域では、Launder と加藤の提案による乱流エネルギーモデルを適用した $k-\varepsilon$ 乱流モデルにより、冷媒流の予測が可能であることが得られた。
- (3) 均質二相流における乱流領域の圧力変動を直接求める方法として、LESの適用を試みた。計算機のスピードが大幅にアップすれば、有効な数値解析手法の一つとなる可能性があることがわかった。
- (4) 本研究で得た流動解析の有効性を、キャピラリチューブと膨張弁を併用する空気調和機で検証した。騒音が問題となる流量の多い運転範囲（乱流発生領域）で、上記の $k-\varepsilon$ 乱流モデルを適用し、キャピラリチューブ及び膨張弁出口の剝離渦を弱くする形状とすることで、10から15dBの圧力変動が低減でき、解析法が有効であることを確認した（本成果は製品に反映し、大きな効果を得ている）。

## 第6章 非均質二相流冷媒による圧力変動の発生メカニズム

### 6. 1 緒言

空気調和機は、スラグ流やフロス流のような非均質二相流がキャピラリチューブ等の絞りを通過するのを回避することにより騒音増大を抑える方法を採用している。しかしながら、近年、インバータ駆動の空気調和機が主流となったり、信頼性確保のための冷媒量低減の面から、室内機と室外機間を液搬送から二相搬送に変更されるに及んで、一部の運転条件においては、絞り部での非均質二相流を避けることができなくなってきた<sup>(131)</sup>。

気液二相流の場合、単相流の場合の騒音発生と様相は大いに異なる。一般に、流れがスラグ流のフローパターンとなった時に騒音レベルは最大となる。さらに、流れが間欠的になるため、非常に音質の悪い騒音となる。

単相流の場合は乱流騒音が主体であり、流速の増大に伴って騒音も増大していく。しかし、気液二相流の場合は、スラグ流が発生しているボイド率が0.2から0.4の領域において、流速の比較的小さい領域でも、騒音が増大する現象が発生する。そのため、スラグ流が絞りを通過する時の騒音発生メカニズムに関する諸研究が行われているが、定性的な分析に留まっている<sup>(104) - (108)</sup>。

ここでは、絞りに使用されるキャピラリチューブを対象に、今後行う数値解析的なアプローチを可能にしていくことを目的に、スラグ流による騒音の発生メカニズムを明確にすることをを行った。実際には、空気-水系気液二相流を用いて、気泡の挙動に注目して、管内に発生する圧力変動と流動音の関係を検討した。結果、急拡大部における気泡の膨張がスラグ流による騒音の発生原因であることやそのときの気泡とボイド率との関係等を明らかにすることができた。

### 6. 2 実験装置及び実験方法

取扱いの容易さを考え、本研究では、空気-水系の気液二相流を用いた。図6. 1に、用いた空気-水系気液二相流の実験装置の概略図を示す。

図6. 1の水ポンプと空気コンプレッサの圧力を調整して流量を変更し、4個のバルブを調整して任意のボイド率の二相流を作り、センシング部であるキャピラリチューブやそのあとの急拡大管に送り出す。実際の冷媒二相流との相似性を考慮して、キャピラリチューブの全長は、センシング部より手前の部分を含め、実際の空気調和機と同じ400mmとした。急拡

大部以降は、圧力波の反射等の影響を小さくする目的で、2mの同一管径とし、そのあと内径6mmのホース4mをつないで大気開放した。センシング部の詳細を図6. 2(a)に示す。アクリル製で、内径が1.6mmのキャピラリチューブ部と内径4.7mmの急拡大管部から構成されている。急拡大部の前後には3個の圧力脈動センサが取り付けられており、さらに、気泡検出用の電極が取り付けられている。気液の判定用に水と空気の電気伝導度の差を利用したセン

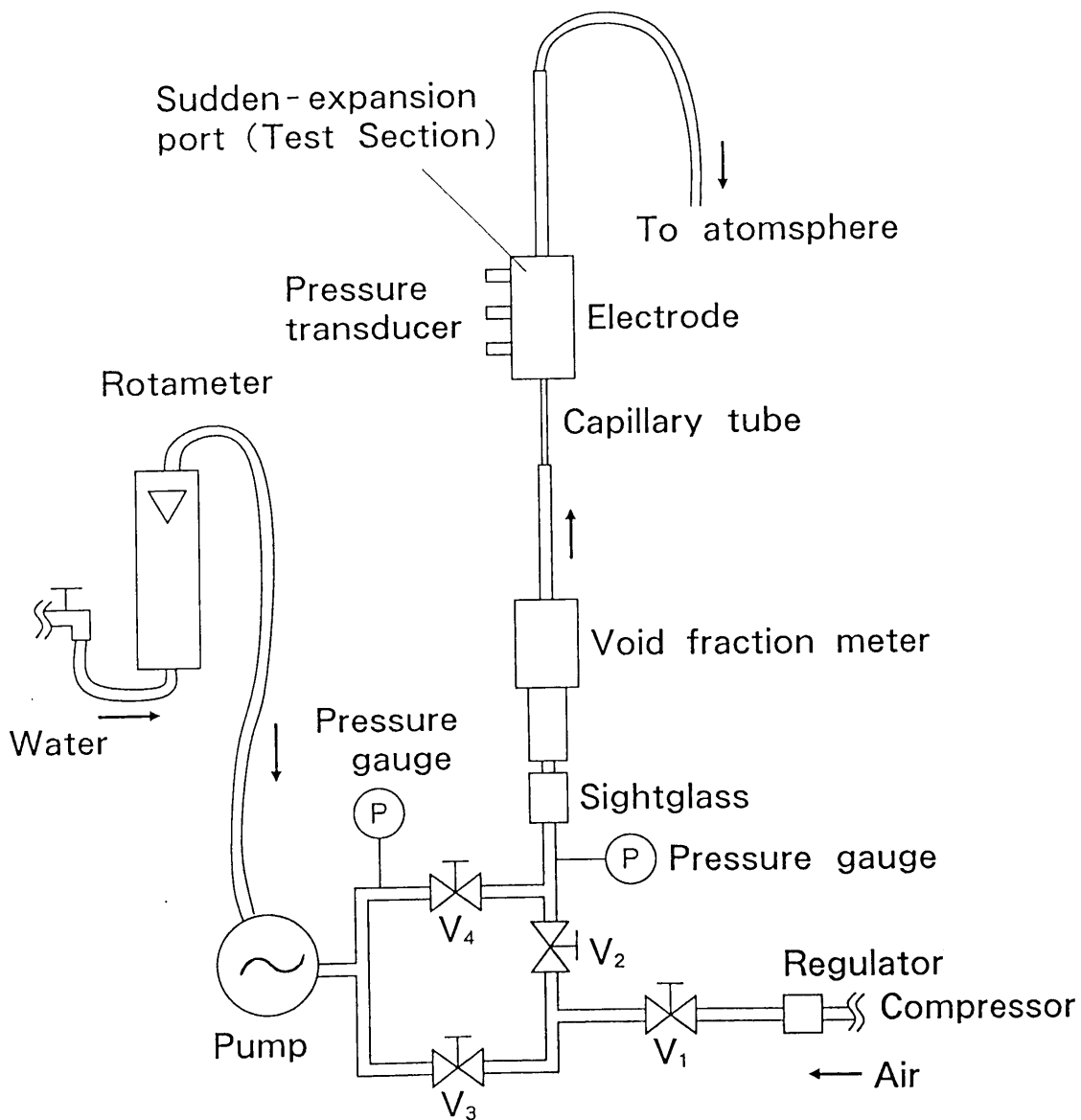
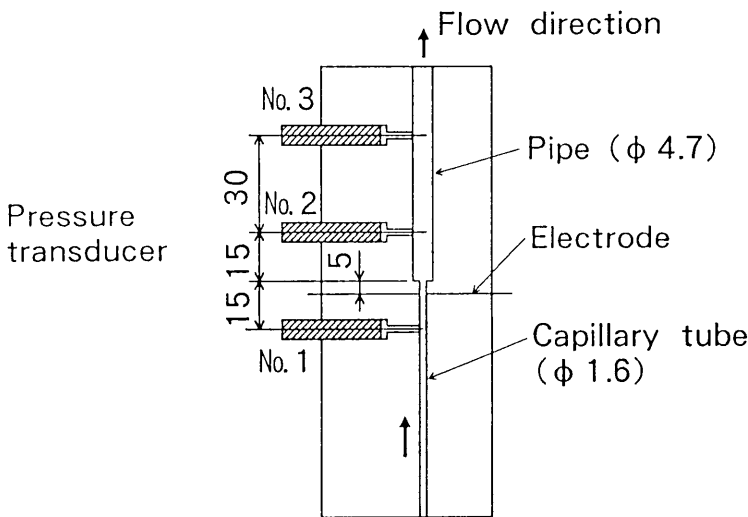


図6. 1 実験装置

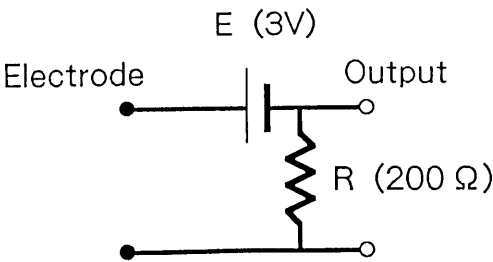


サ電極は、先端の径が0.3mm の銅線を1mm 間隔で対向させ、図 6． 2 (b) に示す電気回路に接続した。水の場合は正の電圧値、空気の場合は0V出力となる。また、キャピラリチューブ手前にレーザ光方式のボイド率計を取り付け、二相流の時間平均のボイド率を測定した。

冷媒流動音は管内の圧力変動に音響変換効率をかけた形で表せるので、実際は、この圧力変動に注目して行った。流量は 0 から50kg/hの範囲で行い、ボイドは0.1 から0.8 の範囲を変化させた。圧力変動は10kHz 以上計測できるキスラー社のものを使用し、時間波形の計測及び周波数分析を行った。また、写真撮影を行って急拡大部の流動状況を観察した。



(a) 圧力脈動センサ部分



(b) センサ電極部分

図 6． 2 測定部

## 6. 3 実験結果及び検討

### 6. 3. 1 気泡の挙動と圧力変動

図6. 4（次頁）は，流量30kg/hと50kg/hにおける急拡大部付近の流れの様子を示す．流れは下から上方向であり，ボイド率 $\alpha$ が0.2 から0.4 の間は典型的なスラグ流が発生している．ボイド率がさらに大きくなると噴霧流に近づく傾向を示す．図で急拡大部の手前で分岐しているように見えるものは取り付けたセンサ電極である．

また，図6. 3は流量30kg/hにおける各センサの出力を示す．単相流の場合は，多くの場合，急拡大部で乱流によるランダムな圧力変動が発生する．それに対し，スラグ流の場合は，気泡（空気）が急拡大部にさしかかった時にパルス状の圧力変動が発生し，それが騒音源になっていることがわかる．

図6. 5は，流量30kg/hの時のパルス状の圧力変動の拡大波形とその周波数分析を各ボイド率に対して示した．ボイド率が大きくなると，波形はピーク値が低減し，かつ，ダンピングの大きい形状となる．周波数分析データからは，ピンクノイズ的な成分の中に，突出した成分が存在していることがわかる．

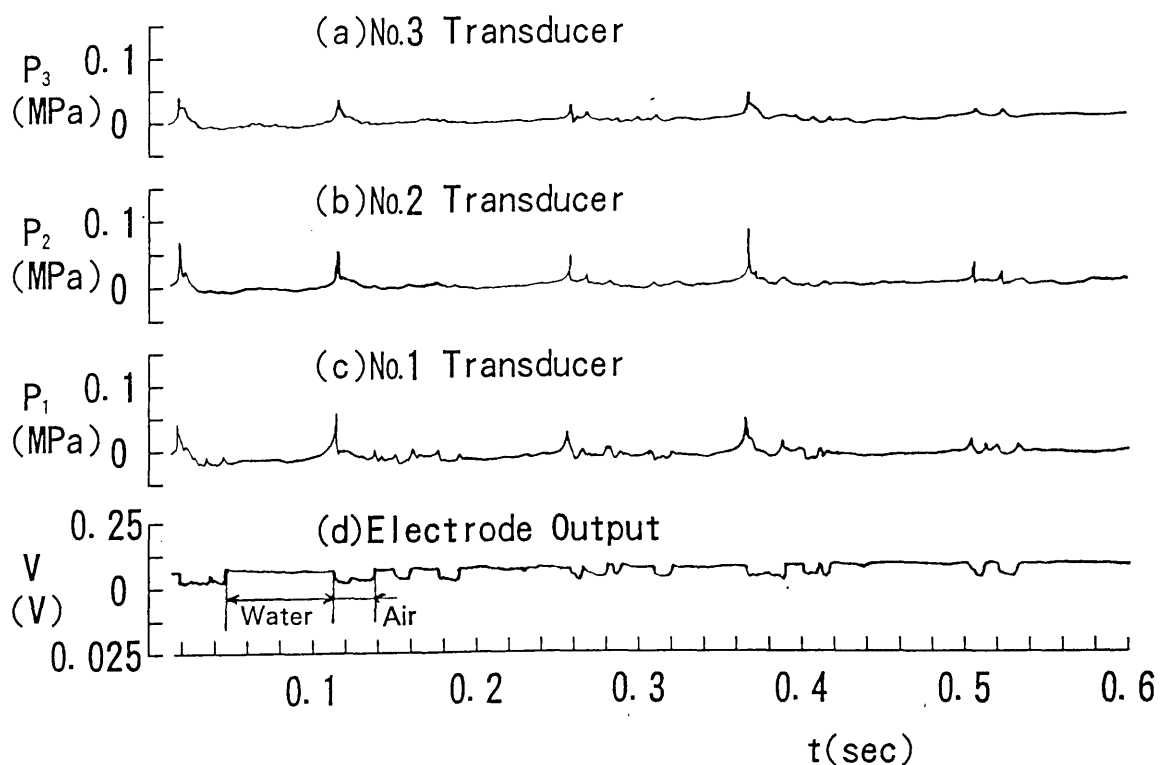


図6. 3 実験結果の例



(a)  $\alpha=0.2$



(b)  $\alpha=0.4$



(c)  $\alpha=0.6$



(d)  $\alpha=0.8$

(1) 流量 : 30kg/h



(a)  $\alpha=0.2$



(b)  $\alpha=0.4$



(c)  $\alpha=0.6$



(d)  $\alpha=0.8$

(2) 流量 : 50kg/h

図 6. 4 急拡大部のフローパターン

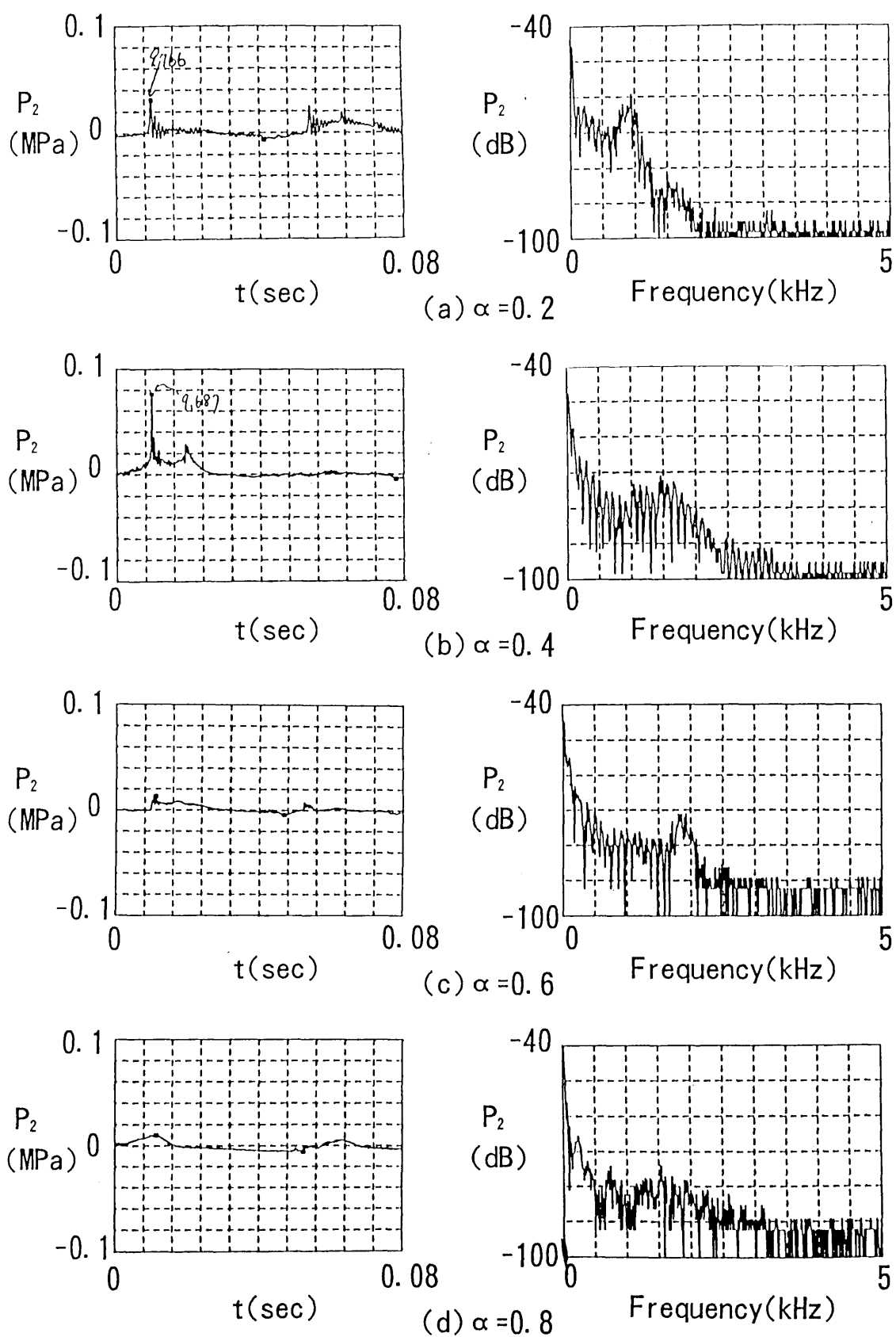


図6. 5 圧力脈動波形とその周波数スペクトル

気泡の長さ $L$ は、次式より算出できる。

$$L = v \times t \quad (6.1)$$

ただし、

$$v = 10^6 / 3600 \times G_1 / [S(1 - \alpha)] \quad (6.2)$$

$t$  : センサ電極のガスの時間幅 [s]                       $\alpha$  : 平均ボイド率 [-]

$G_1$  : 水の流量 [kg/h]                                       $S$  : キャピラリチューブ断面積 [mm<sup>2</sup>]

図6. 5の突出した周波数成分は、式(6.1)の気泡長から算出される管の長さ方向の気柱共鳴周波数 $f_0$  ( $f_0 = C/2L$ )に一致している。例えば、図6. 5(b)の場合、 $f_0 \approx 350 / (2 \times 0.13) = 1350\text{Hz}$  となり、図と対応する ( $C$  は音速)。これは、急拡大部で気泡が急膨張する際に、気泡内部で衝撃的な圧力波が発生し、気柱共鳴を励起しているためである。気泡長に関して調べた結果を図6. 6に示す。スラグ流の領域であるボイド率が0.4以下の領域では気泡長は150mm以下であり、ボイド率減少に伴い短くなる傾向を示している。

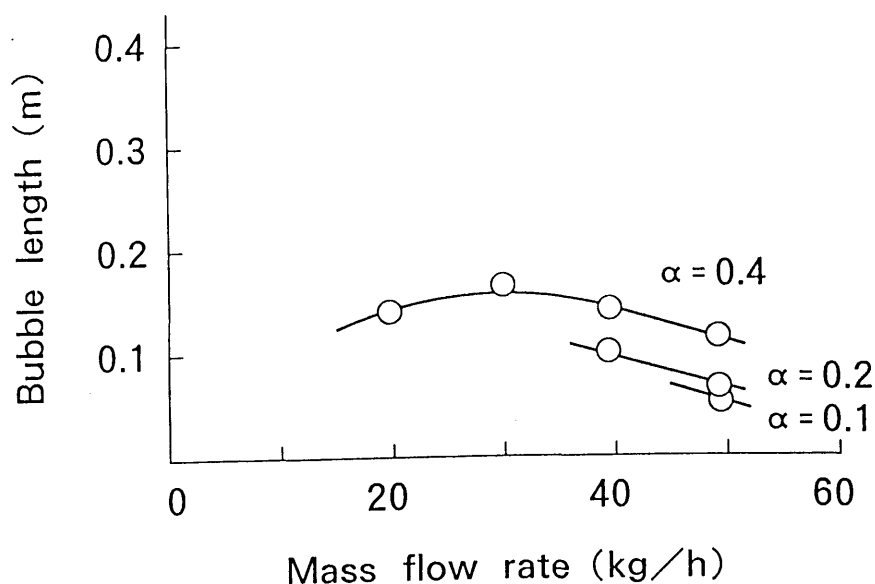


図6. 6 質量流量と気泡長の関係

### 6. 3. 2 流量と圧力変動

ボイド率をパラメータとし、流量と時間平均して得られる圧力変動レベルとの関係を調べた。図6. 7はその一例であり、No.2センサの出力をプロットしたものである。式(6.2)で示すように、ボイド率 $\alpha$ が大きくなると流速は急激に増大する。単相流の場合は下記の騒音が発生する。

- (1) 音響単極子：発生音圧は流速の2乗に比例
- (2) 音響二極子：発生音圧は流速の3乗に比例
- (3) 音響四極子：発生音圧は流速の4乗に比例

いずれも、流速の増大に伴い騒音を増加するが、二相流の場合はそれと異なり、圧力変動レベルはボイド率が0.2や0.4のところで大きくなり、さらに大きくなると低下していく。

そこで、各センサの出力について、流量をパラメータとして、ボイド率と圧力変動の関係を整理した。圧力変動の1MPaを0dBとして図6. 8に結果を示す。図6. 9に液単相流の場合についての圧力変動のレベルを示すが、このように単相流の場合は、急拡大部直後に発生する剥離に起因した乱流による発生音圧のために、No.2センサの出力が一番大きく、次に、その直後のNo.3、最後にNo.1センサの順となる。しかし、図6. 8は、逆にNo.1センサ、つま

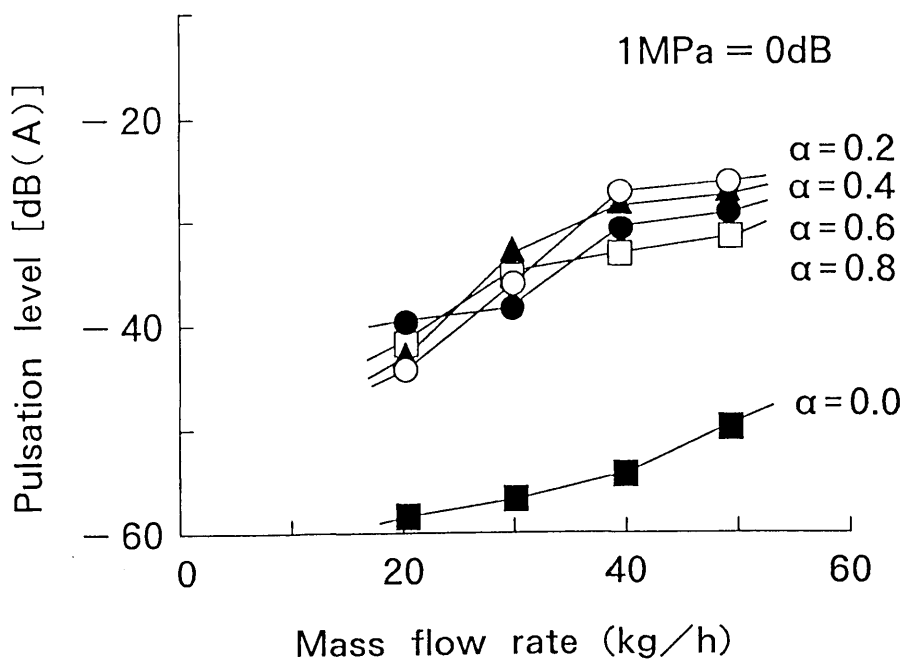
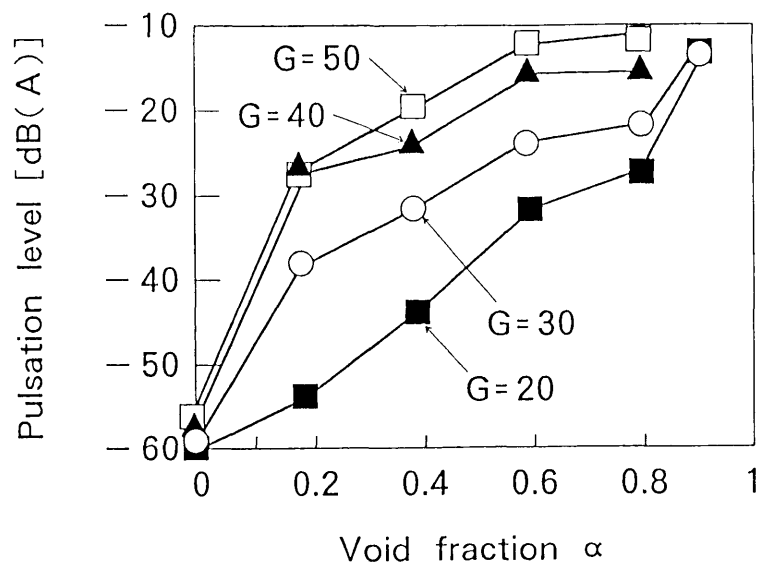
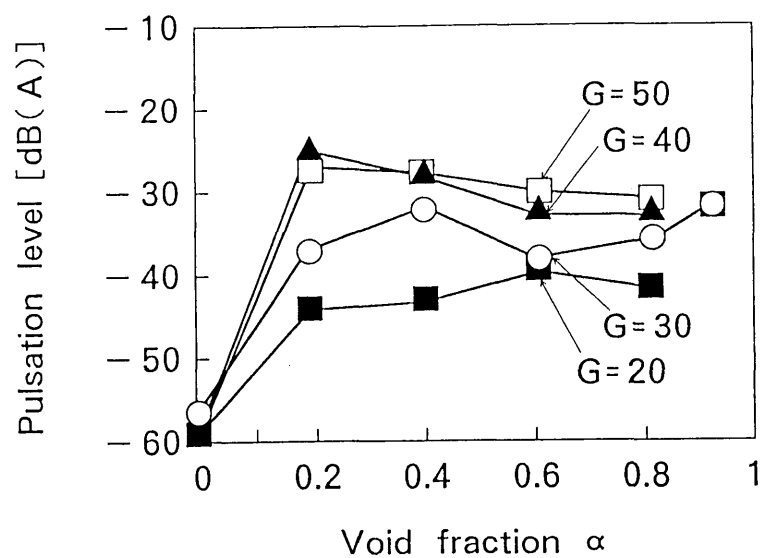


図6. 7 質量流量と圧力変動の関係

(a) No. 1  
Transducer



(b) No. 2  
Transducer



(c) No. 3  
Transducer

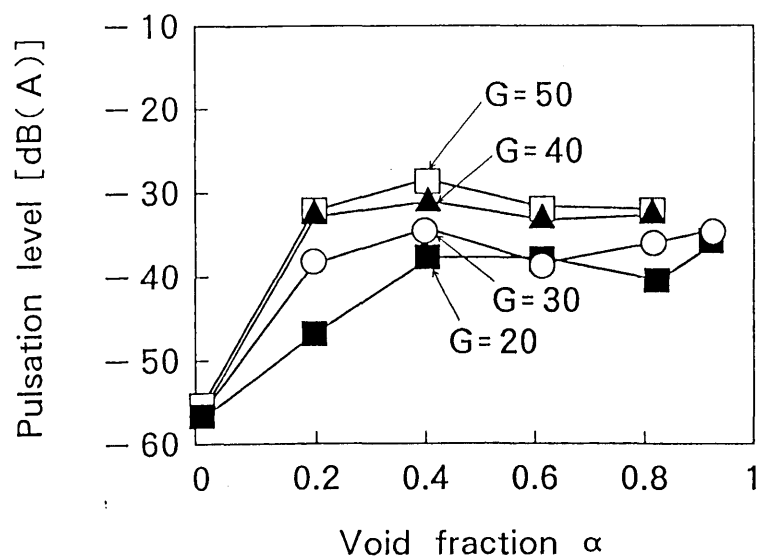


図6. 8 ボイド率と圧力脈動の関係

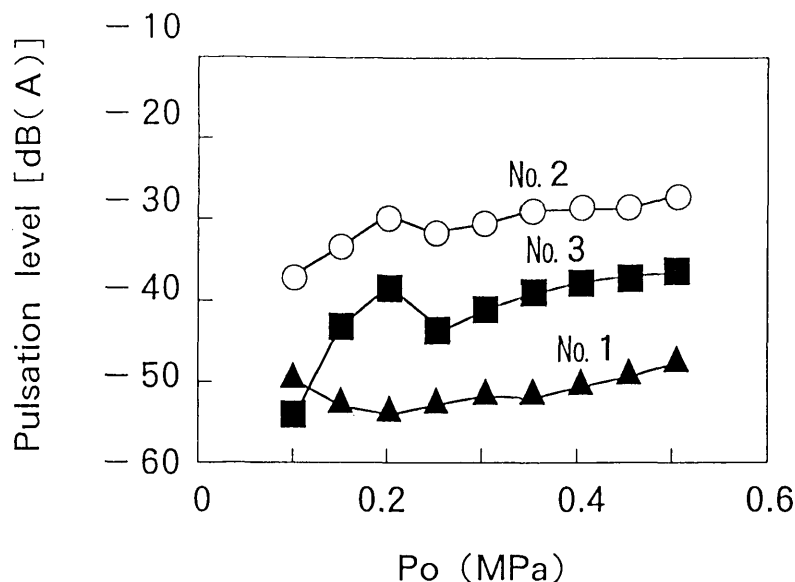


図6. 9 液体流の圧力変動

り、キャピラリチューブ内の値が大きい結果となっている。

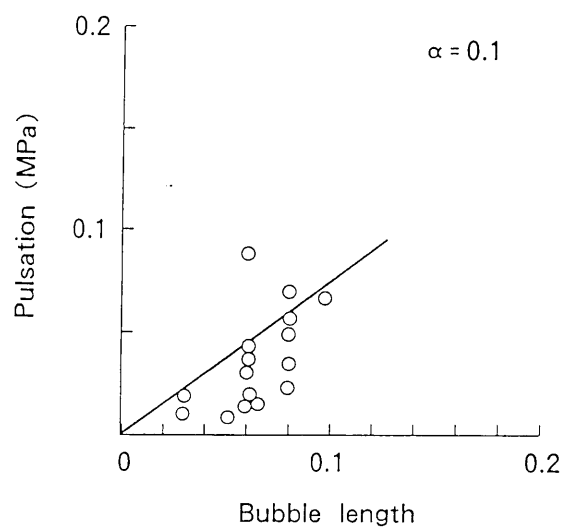
前述したように、これは気泡の急膨張による圧力波が音源であるため、その気泡内の圧力変動を計測しているNo.1センサが一番大きな圧力波の発生位置にあるためである。また、実際に管の剛性が弱い理由により管壁面を加振して振動源や騒音源となっているNo.2やNo.3のセンサ位置では、起振力が大きい流量の多い領域ではボイド率が0.2 から0.4 付近で圧力変動が大きくなっている。このことは実際の空気調和機の場合とよく一致している（後述）。

### 6. 3. 3 気泡長と圧力変動

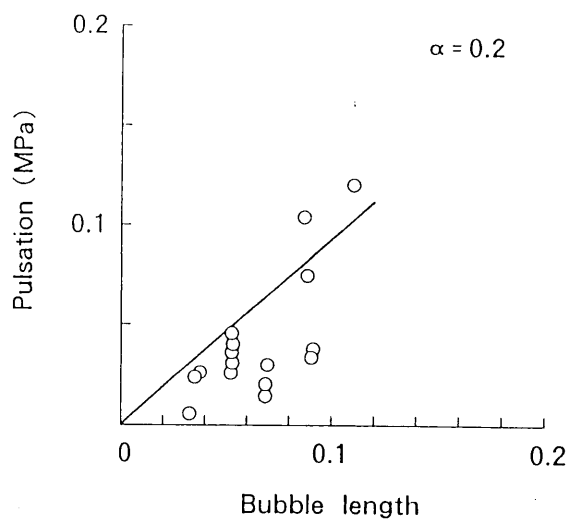
図6. 4で示したような時間波形データを整理し、気泡長と圧力変動レベルとの関係としてまとめたものを図6. 10に示す。ばらつきは大きいものの、気泡が大きくなるにつれ、圧力変動も増加する傾向を示している。また、傾きはボイド率が0.2 の時極大値となっており、この時一番大きな圧力波が発生している。ボイド率が大きくなると圧力変動が小さくなるが、これは、流速が大きくなるため、キャピラリチューブ管壁の粘性による減衰が圧力変動パルスに働いてくるためと考えられる。



(a) Void fraction:0.1



(b) Void fraction:0.2



(c) Void fraction:0.4

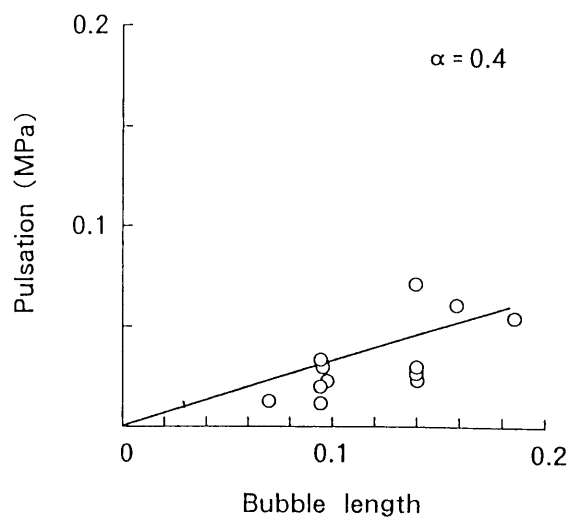


図 6. 10 気泡長と圧力脈動の関係

## 6. 4 考察

### 6. 4. 1 発生音モデル

以上の検討結果より、絞りであるキャピラリチューブの後流で発生するスラグ流による騒音の発生メカニズムは、キャピラリチューブで収縮した気泡が、急激に圧力が低下する急拡大部で、急膨張する際に発生するパルス状の衝撃的な圧力変動が原因と考えられる。その場合、その圧力変動のパルス列の二乗平均値 $P_s^2$ は次式で表すことができる。

$$P_s^2 = np^2 \quad (6.3)$$

ただし、

$p$  : 圧力変動のパルスの波高値 [Pa]

$n$  : 気泡密度 [1/s]

圧力変動レベル $L_p$ は式(6.3)の常用対数を用いて、次式で表される。

$$L_p = 10 \log(np^2) \quad (6.4)$$

式(6.4)で求めた値と実際に測定した時間平均の圧力変動レベルが一致していれば、定量的にも音源は気泡が急膨張する時の発生音であることが証明できる。

### 6. 4. 2 検証

まず、流量50kg/hを代表にとり、時間波形データより、ボイド率と気泡数の関係を求めた。その結果を図6. 11に示す。図のように全気泡数はボイド率の増大とともに増えていく。しかしながら、圧力変動パルスの波高値は小さくなって行くため、極めて小さなもの(0.01MPa以下)を無視したものを実線で示す。そうすると、図のように、ボイド率が0.3を超えると減少傾向となる。

次に、0.01MPa以上の圧力変動パルスの平均値を用いて式(6.4)の圧力変動レベル $10 \log(np^2)$ を求めた結果を図6. 12に示す。図で破線は意味を持たないが参考までに記した。

図の実線のように、圧力変動パルス列から求めた値 $10 \log(np^2)$ は、ボイド率が0.3を超えると減少傾向となる。図6. 13は、図6. 8の実測値の時間平均圧力変動レベルと、図6. 12

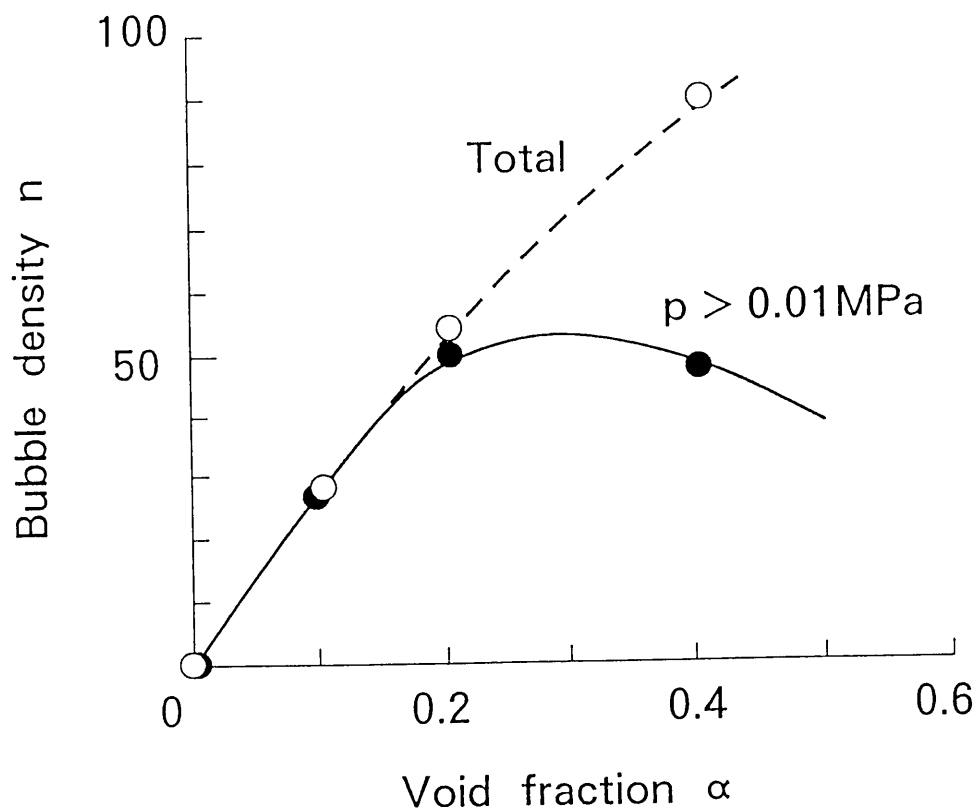


図 6. 1 1 ボイド率と気泡密度の関係

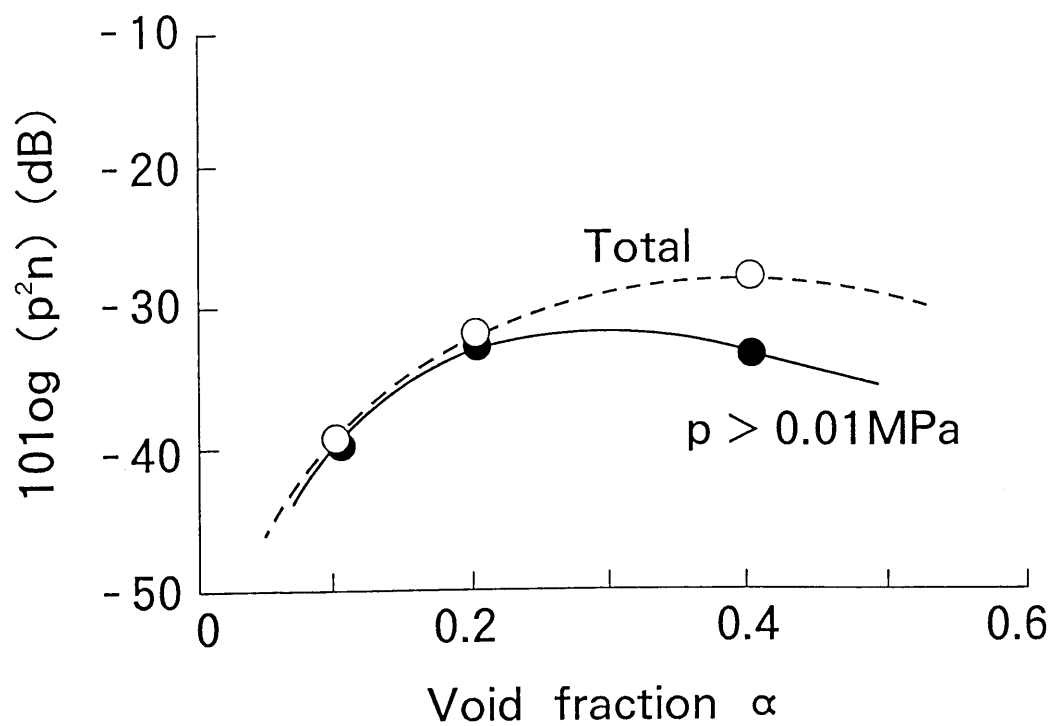


図 6. 1 2 圧力脈動パルスの圧力脈動レベル

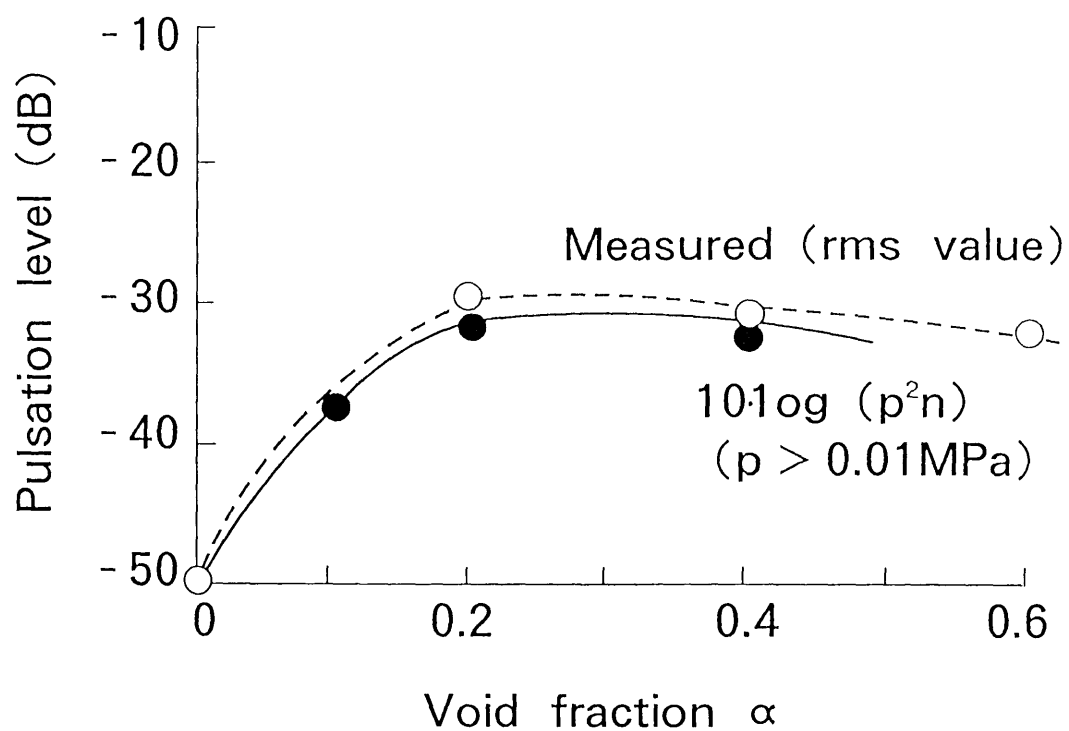


図6. 1 3 圧力変動の計算値と測定値の比較

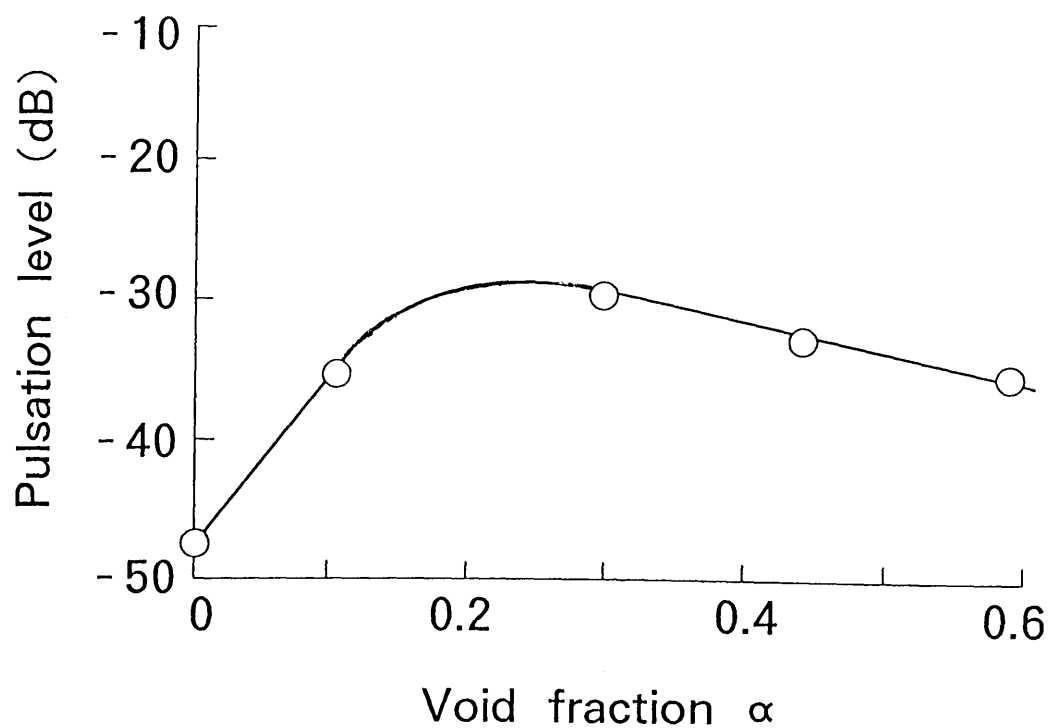


図6. 1 4 空気調和機のキャピラリチューブ直後の圧力変動レベル特性

の圧力変動パルス列から算出した値 $10\log(np^2)$ を比較したものである。よく対応しており、スラグ流における発生騒音は気泡が急膨張する時の発生音であることを示している。

#### 6. 4. 3 空気調和機の場合との比較

実際の住宅用の空気調和機のキャピラリチューブ直後の時間平均圧力変動レベルを計測したものを図6. 14（前頁）に記載した。圧力変動の測定には、本研究と同一のキスラー社の圧力脈動センサを用いている。実際の空気調和機の場合は、ボイド率が大きくなると圧力変動レベルの低下がやや大きい。基本的な特性は、今回の空気－水系の気液二相流の実験（○印）や圧力変動パルス列から算出した $10\log(np^2)$ （●印）とよく対応している。

したがって、スラグ流による騒音を解析的に検討していく場合、単相流の場合と異なり、一個一個の気泡挙動に注目したモデル化が必要である。

#### 6. 5 結言

空気調和機の冷媒流動音の解析を行っていくためには、流量の $n$ 乗に比例して騒音発生する単相流とは異なった様相を示す気液二相流の騒音発生のメカニズムを解明する必要があった。そこで、本研究では、空気－水系気液二相流を用いてスラグ流による騒音の発生メカニズムを調べた。具体的には、気泡が絞りとなっているキャピラリチューブを通過する時の流動状態を観察し、その時の管内の圧力変動との関係を整理した。本章を要約すると以下の通りである。

- (1) スラグ流がキャピラリチューブを通過する時、急拡大部で気泡が急膨張する際に、パルス状の圧力変動を生ずる。
- (2) 上記圧力変動のパルス列の二乗平均和から得られる値と計測された時間平均の圧力変動値が一致することから、スラグ流に起因する騒音は、上記のメカニズムで発生していることが判明した。
- (3) パルス状の圧力変動は流量やフローパターンに依存し、空気調和機の冷媒流と同様に、ボイド率が0.2 から0.4 の時、すなわちスラグ流が成長している時、最大となる。

## 第7章 非均質二相流冷媒による圧力変動の解析

### 7. 1 緒言

前章の実験的研究により、スラグ流やフロス流がキャピラリチューブを通過する際に発生する圧力変動は、気泡が急拡大部で急膨張することによって生じたパルスのな圧力波であることが明らかになった。

本章では、インバータエアコンや二相搬送方式の空気調和機等、幅広い運転条件で使用されるために、非均質二相流を回避できない場合を対象に、その予測手法の確立の先駆けを目的として、解析を試みた。最終的には、気泡の圧縮性を考慮したモデルでの予測手法の実用化が必要であるが、本研究では、第一段階として、気泡を非圧縮性とし、その単一気泡が急拡大部を通過する場合の挙動に注目して、予測を行った<sup>(137)</sup>。

液体中に置かれた気泡の挙動は、自由界面という変形の容易な境界面が存在するために、非常に複雑に変化する。従来の研究は、特に、静止液体中での単一気泡の挙動に関して実験的にも、数値解析的にも比較的多く行われているが、流路形状の影響や液相の流れが存在する場合など、具体的な応用に関しては、まだ、十分に調べられているとはいえない。本研究では、作成した解析手法をまず始めに静止液体中での単一気泡の挙動に適用して文献等と対比することによりその有効性を確認した後、急拡大管内の単一気泡の挙動に適用し、本解析の有効性について検討した。

### 7. 2 支配方程式と離散化

#### 7. 2. 1 支配方程式

支配方程式は、液体と気体の物性値である、密度や粘性も無次元変数として扱うことのできる Sussmanら<sup>(139)</sup>と同じように無次元化を施したナビエストークスの式を用いた。また、液体と気体の界面を扱うアルゴリズムにはVOF (Volume Of Fluid) 法を用いた。

以下に軸対称の円筒座標系における、連続の式、運動量保存の式を示す。

(連続の式)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv)}{\partial r} = 0 \quad (7.1)$$

(ナビエストークスの式)

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial (uv)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (ruv)}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\mu}{\rho} \frac{1}{Re} (\nabla^2 u) + \frac{1}{Bo} \kappa(f) n_x(f) - \frac{1}{Fr^2} \quad (7.2)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial (uv)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial (rv^2)}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \frac{\mu}{\rho} \frac{1}{Re} (\nabla^2 v - \frac{v}{r^2}) + \frac{1}{Bo} \kappa(f) n_r(f) \quad (7.3)$$

(液相の体積率を表すVOF値の移動方程式)

$$\frac{\partial F}{\partial t} + u \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{v}{r} \frac{\partial (rF)}{\partial r} = 0 \quad (7.4)$$

(圧力に関する Poissonの式)

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{r}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} \right) = \frac{\nabla \cdot u}{\Delta t} \quad (7.5)$$

静止液体中を上昇する単一気泡の場合では、フルード数  $Fr = u/\sqrt{gd_e}$  の大きさが1となるように重力加速度を与えた。したがって、 $u = \sqrt{gd_e}$  ( $g$ :重力加速度,  $d_e$ : 気泡の等価直径) となり、レイノルズ数、ボンド数は以下のようになる ( $\sigma$ : 表面張力係数)。

(レイノルズ数)

$$Re = \frac{\rho_1 g^{1/2} d_e^{3/2}}{\mu_1} \quad (7.6)$$

(ボンド数)

$$Bo = \frac{\rho_1 g d_e^2}{\sigma} \quad (7.7)$$

一方、急拡大管における単一気泡の挙動では、慣性力が重力に対して、十分大きいとして、すなわち、 $Fr = \infty$  と仮定して計算を行った。また、入口にポアズイユ流れを与えたので、レイノルズ数を定義し直し、ボンド数に代わってウェーバー数を用いた。

(レイノルズ数)

$$Re = \frac{\rho_1 u d_e}{\mu_1} \quad (7.8)$$

(ウェーバー数)

$$We = \frac{\rho_l u^2 d_e}{\sigma} \quad (7.9)$$

また，上述以外の無次元変数として，密度比  $\rho$  と粘性比  $\mu$  があるが，以下のように定義した．

(密度比)

$$\rho = \begin{cases} 1 & F=1 \\ \rho_g / \rho_l & F=0 \\ (\rho_g + \rho_l) / (2\rho_l) & 0 < F < 1 \end{cases} \quad (7.10)$$

(粘性比)

$$\mu = \begin{cases} 1 & F=1 \\ \mu_g / \mu_l & F=0 \\ (\mu_g + \mu_l) / (2\mu_l) & 0 < F < 1 \end{cases} \quad (7.11)$$

ここで，添え字<sub>g</sub> は気体を，添え字<sub>l</sub> は液体を表している．また， $F$  は格子内がすべて液の場合 1，ガスの場合 0，両方が存在する場合  $0 < F < 1$  の値をとる．

## 7. 2. 2 離散化

対象となる冷媒の物性値を考慮すると，密度比  $\rho = 900 \sim 1000$ ，粘性比  $\mu = 10 \sim 100$  の領域となるが，計算の安定化を図るために，密度比  $\rho = 10$ ，粘性比  $\mu = 100$  に設定して解析を進めることにした．支配方程式の離散化は有限差分法によって行った．計算アルゴリズムには MAC 法を用いた．ナビエーストークスの式の時間微分項に関しては 1 次のオイラー差分を，対流項に関しては QUICK スキームを，それ以外の空間微分項には中心差分を用いた．また，VOF 値の移流方程式は拡散項を持たない移流方程式なので，一般に非圧縮性流体に用いられる差分スキームでは発散してしまう．そこで，本研究においては，CIP 法 (Cubic Interpolated Pseudo-particle Method) を適用した．さらに，CIP 法だけでは数値的な振動が生じてしまうので，以下に示す変数変換を施した．

$$\phi = \tan[0.99\pi(F-0.5)] \quad (7.12)$$

また，各時間ステップ毎に以下のような逆変換を行い，必要に応じて新しい  $F$  を求めた．



$$F=(\arctan \phi) / (0.99 \pi)+0.5 \quad (7.13)$$

圧力に関する Poisson の式では，密度は空間の依存変数なので，その影響を考慮するために偏微分の中に取り込んで計算を行った．

表面張力のアルゴリズムには，C S F (Continuum Surface Force) モデルを用いた．これは，気液界面が不連続的なものではなく，ある微小長さ（格子幅程度）を持ったものと仮定して，表面張力を体積力として扱うものである．したがって，その微小長さの幅全体に渡って体積力を与える方法である．以下にその計算方法の概要を示す．

- (1) V O F 値を B-spline 関数によってスムージングを施す．そのスムージングの式は以下のように表せる．

$$F_{i,j}=\sum_{i',j'}^n F_{i',j'} G^{(1)}\left(x_{i',j'}-x_{i,j}; h\right) \times G^{(1)}\left(y_{i',j'}-y_{i,j}; h\right) \quad (7.14)$$

ここで， $F_{i,j}$  は  $X_{i,j}=x_i \Delta x+y_j \Delta y$  での V O F 値で， $\Sigma$  は  $F_{i,j}$  のまわりとそれ自身を含む 9 点を表している．また， $G^{(1)}()$  は B-spline 関数を示している．

- (2)  $F_{i,j}$  を用いて表面張力を計算する．表面張力は上述の運動方程式のように体積力として扱うことから，以下のようにベクトルで表記される．

$$\left(F_{sv}\right)_{i+1 / 2, j+1 / 2}=-\sigma n_{i+1 / 2, j+1 / 2}(\nabla \cdot n)_{i+1 / 2, j+1 / 2} \quad (7.15)$$

ここで，曲率  $\kappa(f)$  は以下のように表せる．

$$\kappa=\frac{1}{|n|}\left[\left(\frac{n}{|n|} \cdot \nabla\right)|n|-(\nabla \cdot n)\right] \quad (7.16)$$

ここで， $n$  は界面の法線ベクトルである．これは，以下のようにスムージングされた V O F 値より算出される．

$$\eta_{i+1/2, j+1/2} = \left[ \frac{F_{i+1, j} + F_{i+1, j+1} - F_{i, j} - F_{i, j+1}}{2\Delta x} \right] + \left[ \frac{F_{i+1, j} + F_{i+1, j+1} - F_{i, j} - F_{i, j+1}}{2\Delta y} \right] \quad (7.17)$$

その他のセルの頂点で定義された法線ベクトルも同様の方法で求めることができる。

このようにB-spline 関数でスムージングすることによってVOF関数の式に粘性項を加える方法とは異なり，あるセルのそのまわり全ての格子点を用いるので，より滑らかなFの分布を得ることができる。

### 7. 3 計算結果と考察

#### 7. 3. 1 静止液体中を上昇する単一気泡

計算の信頼性を確認するために，これまで，実験的にも数値的にも多くの研究がなされている静止液体中の上昇する単一気泡の数値解析を行った．計算条件は，エトベス数( $Eo$ )とモルトン数( $Mo$ )が西原ら<sup>(138)</sup>の数値解析と同じようになるように $Re$ 数と $Bo$ 数を変化させた．以下にそれぞれ計算したCase1～Case10までの計算条件を示す．

表7. 1 静止液体中の気泡挙動に関する計算条件

計算条件	$Eo$	$Mo$	$Re$	$Bo$
Case 1	1	$10^{-5}$	18	1.11
Case 2	10	$10^{-2}$	18	11.1
Case 3	100	$10^{-1}$	33	111
Case 4	1	$10^{-7}$	59	1.11
Case 5	10	$10^{-5}$	105	11.1
Case 6	100	$10^{-3}$	187	111
Case 7	1	$10^{-9}$	591	1.11
Case 8	10	$10^{-7}$	1053	11.1
Case 9	100	$10^{-5}$	1872	111
Case10	100	$10^{-1}$	59	111

ここで， $Eo$ 数， $Mo$ 数はそれぞれ，以下のように定義される．

(エトベス数 (表面張力に対応))

$$Eo = \frac{gd_c^2(\rho_l - \rho_g)}{\sigma} \quad (7.18)$$

(モルトン数 (液体の粘性に対応))

$$Mo = \frac{g\mu^4(\rho_l - \rho_g)}{\rho_l\sigma^3} \quad (7.19)$$

Graceらによってまとめられた気泡形状と $Re$ 数,  $Eo$ 数,  $Mo$ 数の相関図を100頁の図7. 1に示す.

Case 1 ~ Case 10までの計算は, 上述の $Eo$ 数,  $Mo$ 数の定義から密度比が一定であると考え,  $Eo$ 数は表面張力の強さを表し, また,  $Mo$ 数はその表面張力における粘性の強さを表していると考えることができる. したがって, 例えば, Case 1, Case 4, Case 7の $Eo$ 数が一定のライン, すなわち, 縦軸は液体の粘性を変化させたことになる. Case 9では, 気泡背後の流速が非常に大きくなり, 計算の途中で気泡が分裂してしまった. そのため, ここでは, 分裂するまでの状態を示してある. それら以外の場合については, 表面張力の大きさ, すなわち,  $Bo$ 数の大きさに対応して気泡形状が楕円形から冠球形へと変化している様子がうかがえる (図7. 2).

次に個々のケースについて説明する.

(a) Case 1 は表面張力と液体の粘性力が支配的な状態であり, 実際の流れでは, 非常に小さい気泡がこれにあたる. したがって, 気泡は大きな表面張力と粘性力に支えられるために力による変形は殆どなく, 球形に近い形状を保つ. また, 気泡の後流は液体の粘性が浮大きいため気泡の背後のみに生じる (図7. 3).

(b) Case 2 は相関図によると楕円形気泡の領域にあるが, 本計算においてもその形状をほぼ再現することができた. また, 流れ関数の図から気泡まわりの流れ場はポテンシャル流れに近いことがうかがえる.

(c) Case 3 はCase 1, 2と比較すると気泡の後部の形状が平坦になり始めている. そしてその変形によって気泡の背後の流れ場に後流域を形成しはじめている. Case 2, Case 3とも, 気泡内部の循環も観察することができる. また, 気泡形状は冠球形となっている (図7. 4).

- (d) Case 4 は表面張力の大きさはCase 1 と同じで、液体の粘性がCase 1 より小さい状態である。気泡形状に関しては相関図とはほぼ一致しており、流れ場は再びポテンシャル流れに近い状態となっている（図 7. 5）。
- (e) Case 5 は偏平型の気泡に近い形状を示している。計算が進むにつれ、気泡体積が小さくなってしまい、非物理的な現象が生じてしまった。本来、気泡は上昇するにつれ液相の静水圧による気泡にかかる圧力が小さくなるために膨張する。しかし、本計算で気泡が移動する程度の距離では、静水圧による影響は無視できると言われている。したがってCase 5 で気泡が計算が進むにつれ小さくなってしまった原因は、VOF 関数の式の解法あるいは表面張力の算出法に依存するものと考えられる。
- (f) Case 6 はCase 3 及び後述するCase 10 と似た形状となった。また、 $t=1.0, 3.0$  付近で、一度気泡が非常に薄くなっているが、これは、浮力が計算開始と同時に働くことによるものである。しかし、Case 6 では、液体の粘性がCase 9 と比較して大きいために再び表面張力が適切な形状に戻そうと働くことによって安定した気泡形状を得ることができたと考えられる。また、Case 4 ～Case 6 では、Case 1 ～Case 3 と比べて液体の粘性が小さいために後流が非常に長く伸びているが、その分布は安定した状態を維持している（図 7. 6）。
- (g) Case 7 は従来の表面張力の計算法では、計算の途中で発散していたが、計算法を改良することによって  $t=4.0$  まで計算を進めることができた。
- (h) Case 8 は、閉塞効果と気泡からの剥離によって気泡後流に渦ができていますが、その状態はこれまでの閉じた後流とは異なり、流れをかき乱すような状態を形成している。したがって、Case 9 と同様に 3 次元的な流れ場になっていることが予想される。また、気泡形状は揺動型となっている（図 7. 7）。
- (i) Case 9 は上述したように計算の途中で気泡が分裂してしまい、不適切な結果となってしまった。この原因として格子の荒さと実際の流れは非対称で流れが 3 次元であることが考えられる。

(j) Case10は相関図では，Case 3 とCase 6 のほぼ中間位置にあるが，計算結果はCase 3 非常に似た結果，すなわち，スカート型よりむしろ冠球形やきのこ型に近い形となった．気泡背後に閉じた後流が存在しているが，流線が気液界面を横切ってしまうている．しかし，Case 3 と比較して，後流の発達にわずかな違いが見受けられる．

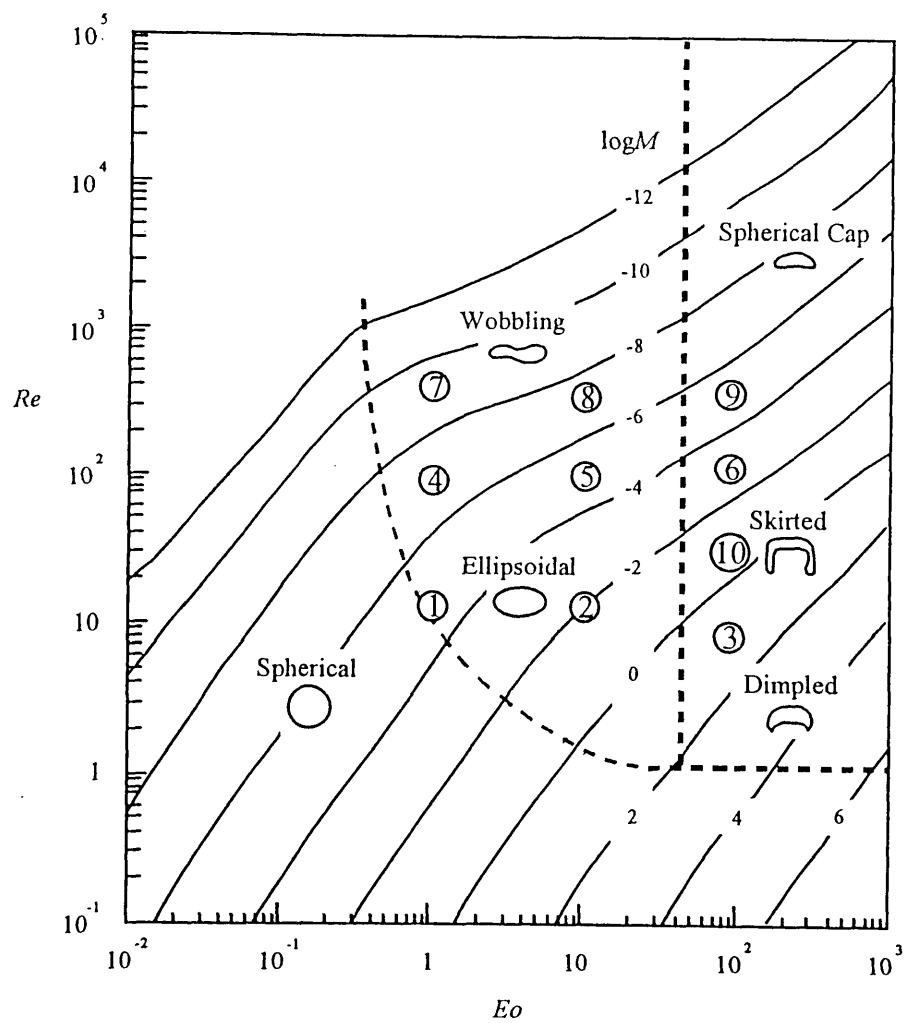


図7. 1 静止液体中を上昇する単一気泡の相関図と計算条件  
(図中の丸付き番号は、Case番号を示す)

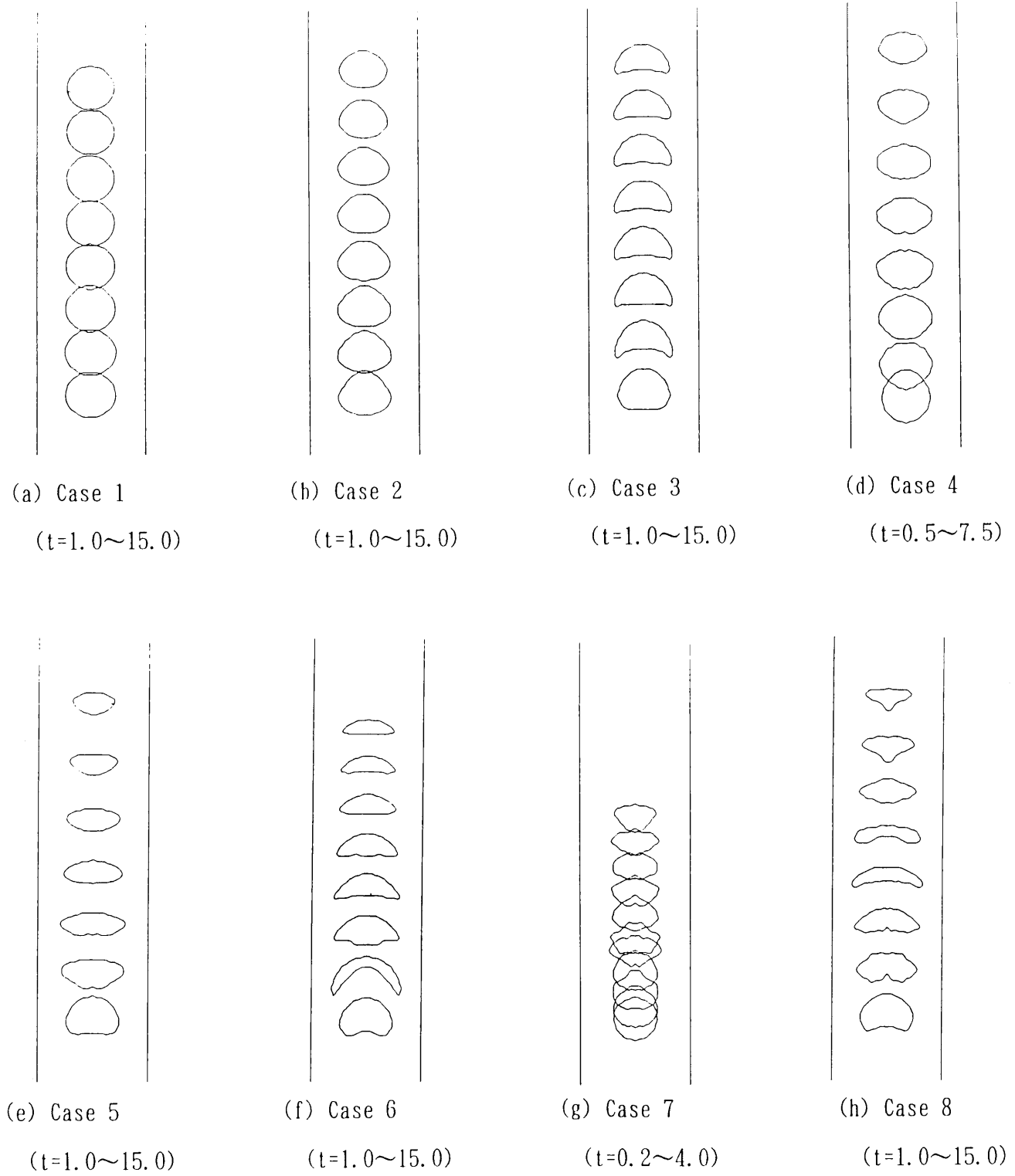
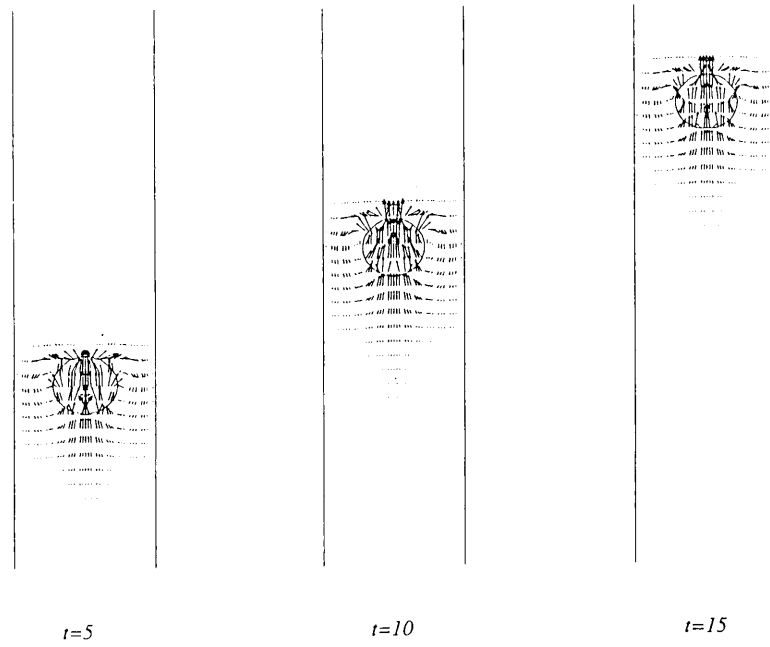
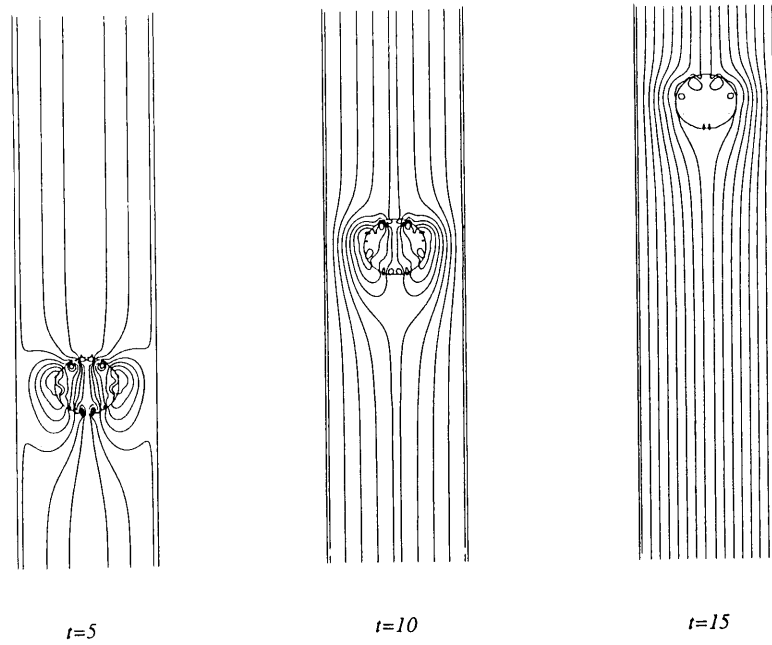


図7. 2 静止液体中を上昇する気泡の挙動



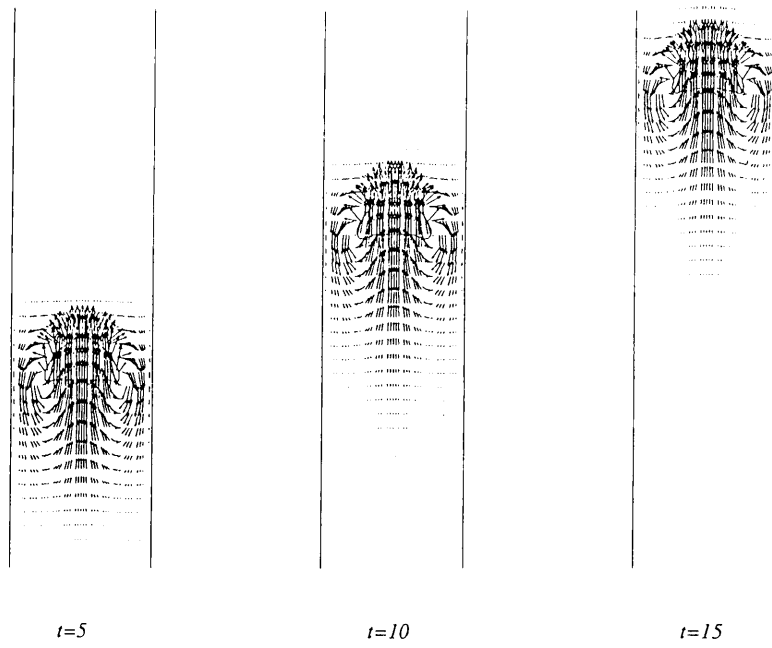
(a) Velocity vector



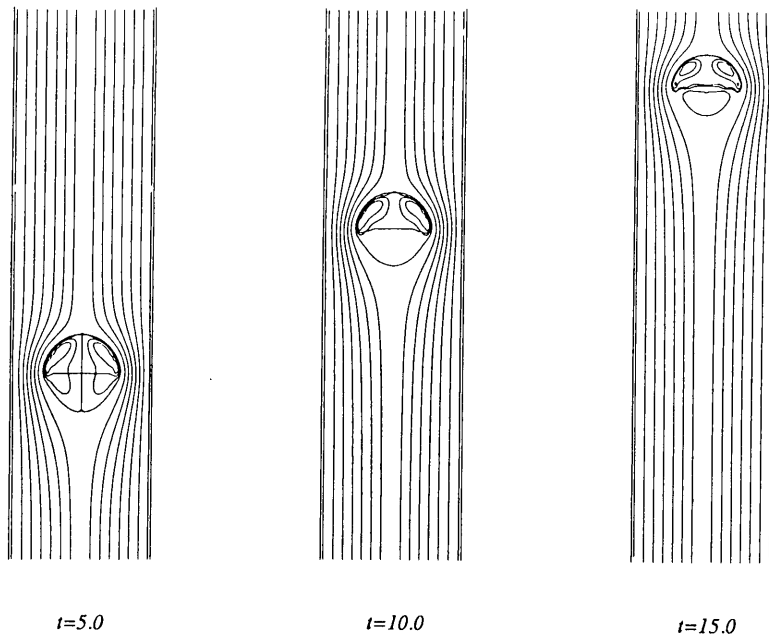
(b) Stream lines

図 7. 3 静止液体中の気泡の挙動 (Case 1)



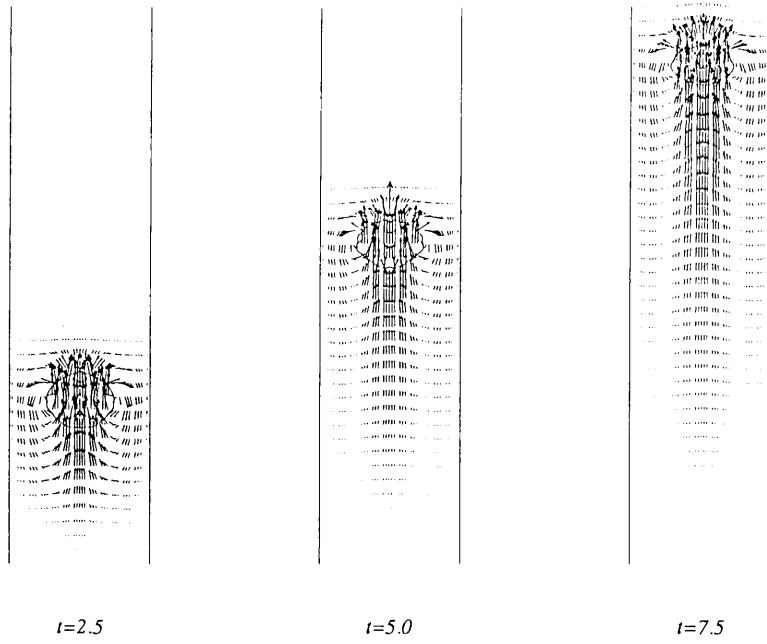


(a) Velocity vector

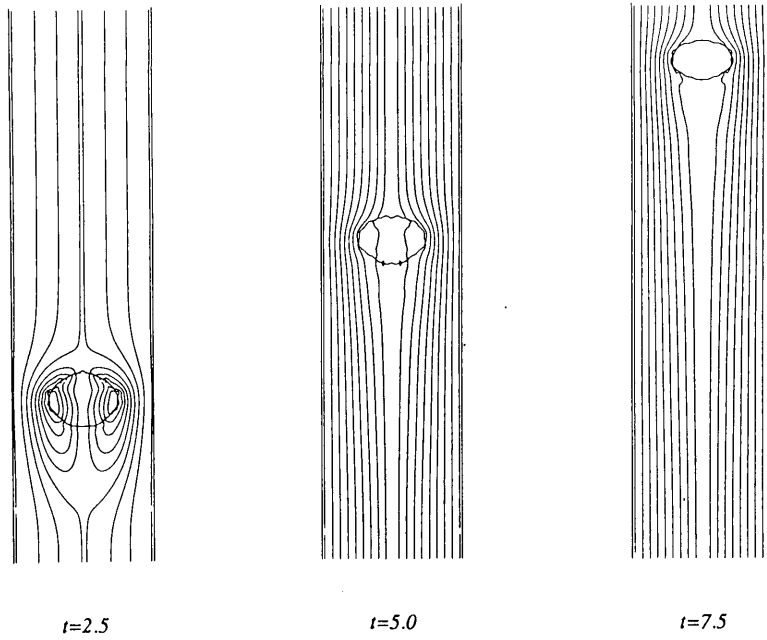


(b) Stream lines

図 7. 4 静止液体中の気泡の挙動 (Case 3)

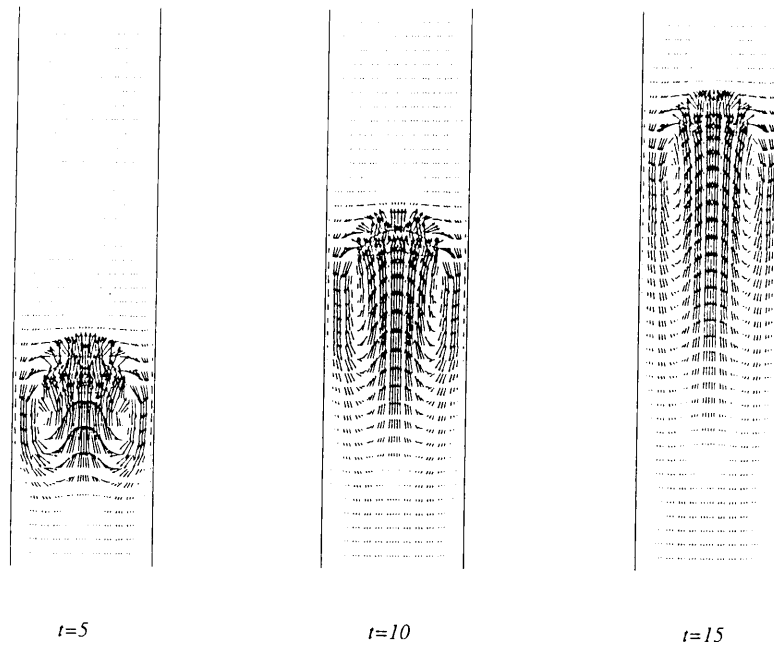


(a) Velocity vector

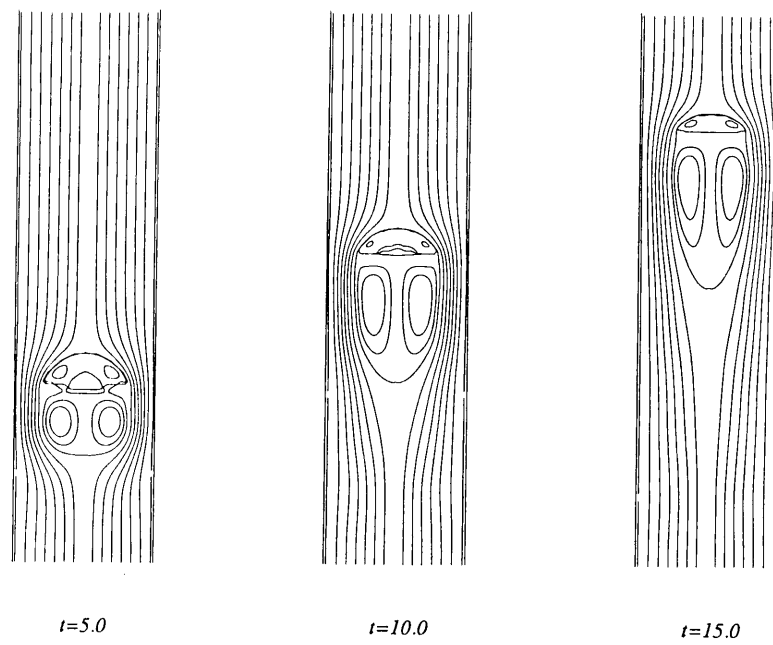


(b) Stream lines

図 7. 5    静止液体中の気泡の挙動 (Case 4)

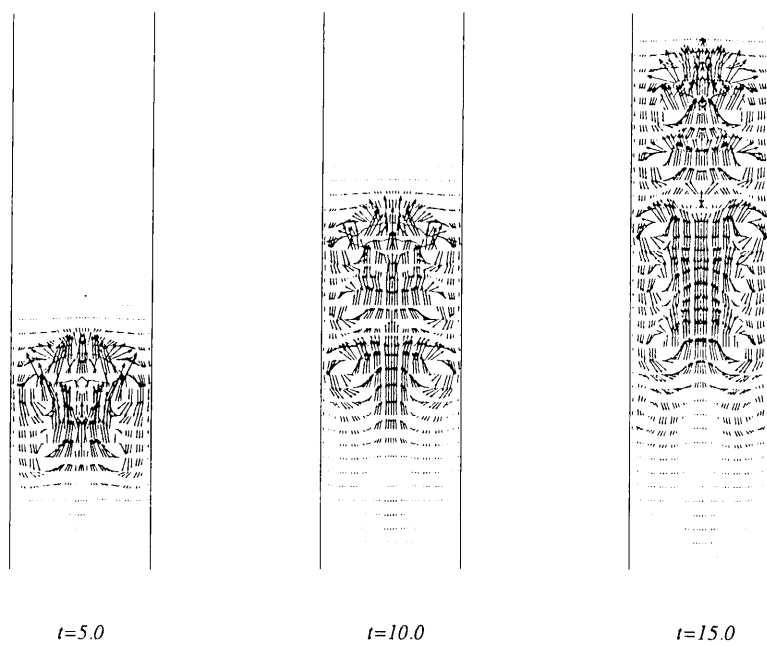


(a) Velocity vector

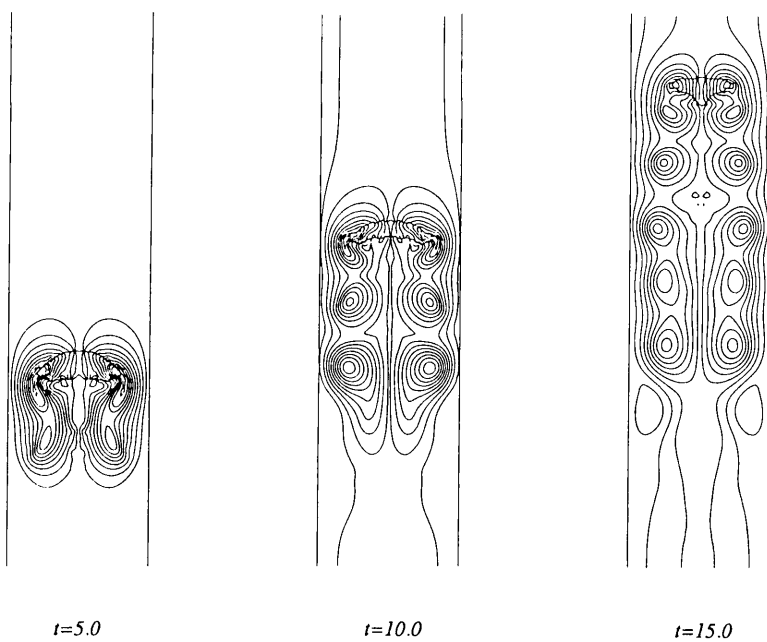


(b) Stream lines

図 7. 6 静止液体中の気泡の挙動 (Case 6)



(a) Velocity vector



(b) Stream lines

図 7. 7 静止液体中の気泡の挙動 (Case 8)

### 7. 3. 2 急拡大管内における単一気泡の挙動

#### 7. 3. 2. 1 単相流の場合

まず、計算の精度をチェックするために、単相流での計算を行った。この場合の $Re$ 数は入口の管径を代表長さにとった場合 150となる。また、拡大率は2倍である。入口の速度分布は円管内の層流条件としてポアズイユ流れを与えた。計算領域は軸方向に入口の管径の20倍をとってある。計算結果は、第5章で行われたものと対応しており、単相流での計算方法の有効性、信頼性は確認できた(図7. 8)。

#### 7. 3. 2. 2 気泡流とスラグ流の場合

次に気泡を入れた場合の計算結果を示す。初期条件に気泡、あるいはスラグ(長気泡)を与え、速度に関しては計算領域全体で0としている。したがって、計算開始と同時に流れが入口から入ってくるようにしている。以下に計算条件を示す。

##### (1) 気泡の場合

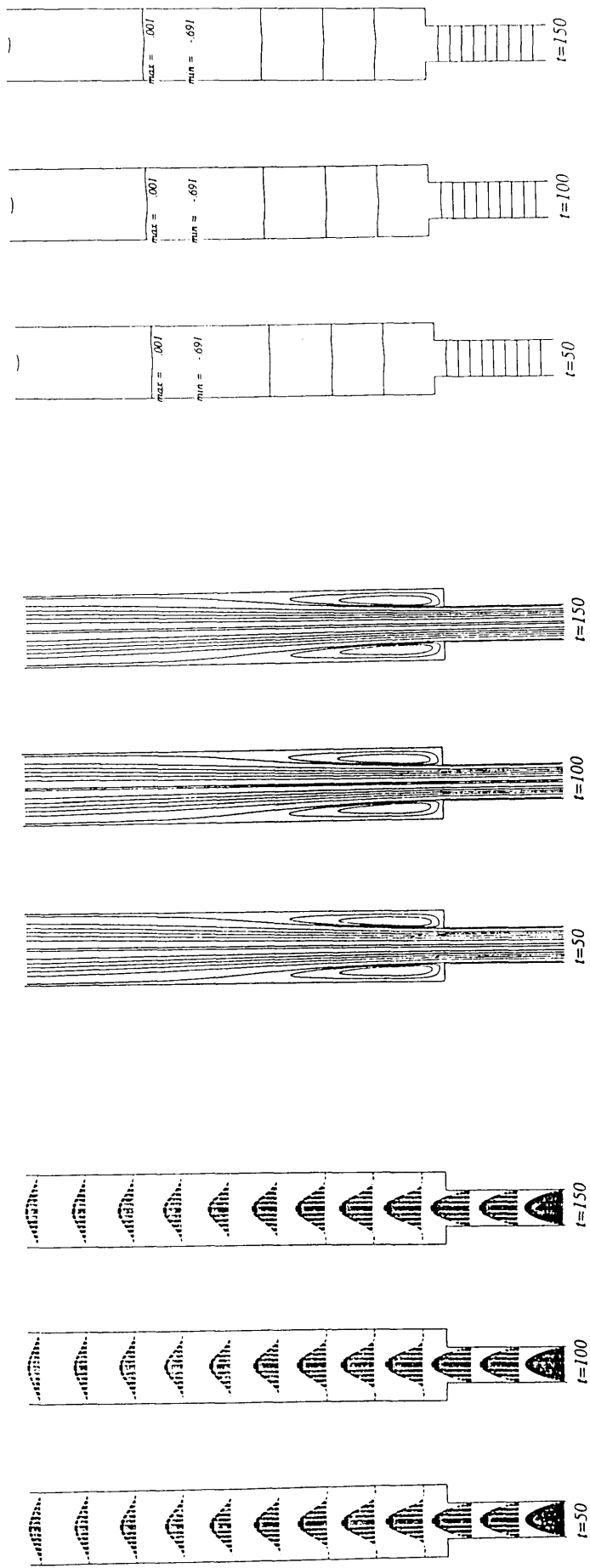
(Case 1)  $Re=20$ ,  $We=1$  (図7.9)

(Case 2)  $Re=20$ ,  $We=10$  (図7.10)

##### (2) スラグ流の場合

$Re=20$ ,  $We=1$  (図7.11)

気泡流、スラグ流とも、気泡の後部で気泡の分裂が起き、その小さな気泡の圧力が異常に大きくなってしまうため、その分裂した気泡によって、流れが中心軸上で乱されてしまっている問題があるが、気泡流のCase 1において気泡は流れに押されて急拡大部に近づくと、大きな表面張力によってその形状は殆ど変化せず、気泡内部は高い圧力を維持し、球形を保つ。また、Case 2では、Case 1に比べ表面張力が弱いため、急拡大部の前では、気泡はきのこ型になるが、急拡大部を過ぎた後では、流れが遅くなるため、気泡は表面張力によって再び球形になる。それに対して、初期条件にスラグを用いた場合では、急拡大部を過ぎた後に気泡は、球形にならず、より細長くなる。

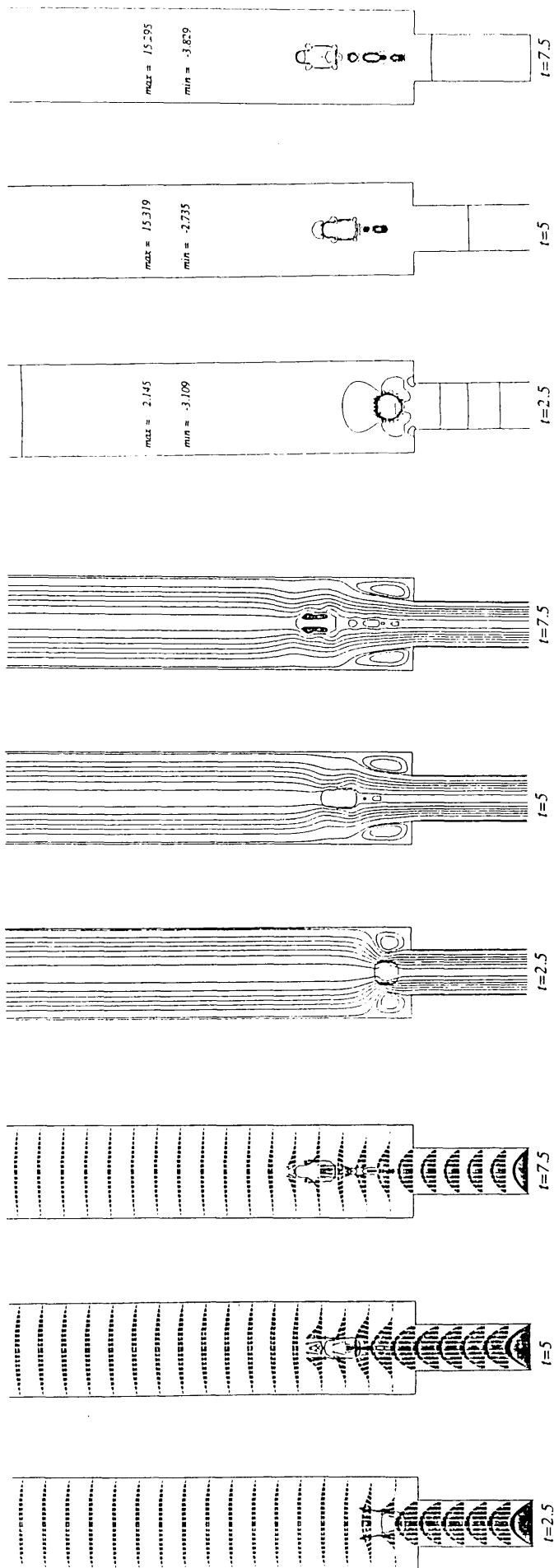


(a) Velocity vector

(b) Stream lines

(c) Pressure contours

図 7. 8 单相流の急拡大管内の流れ

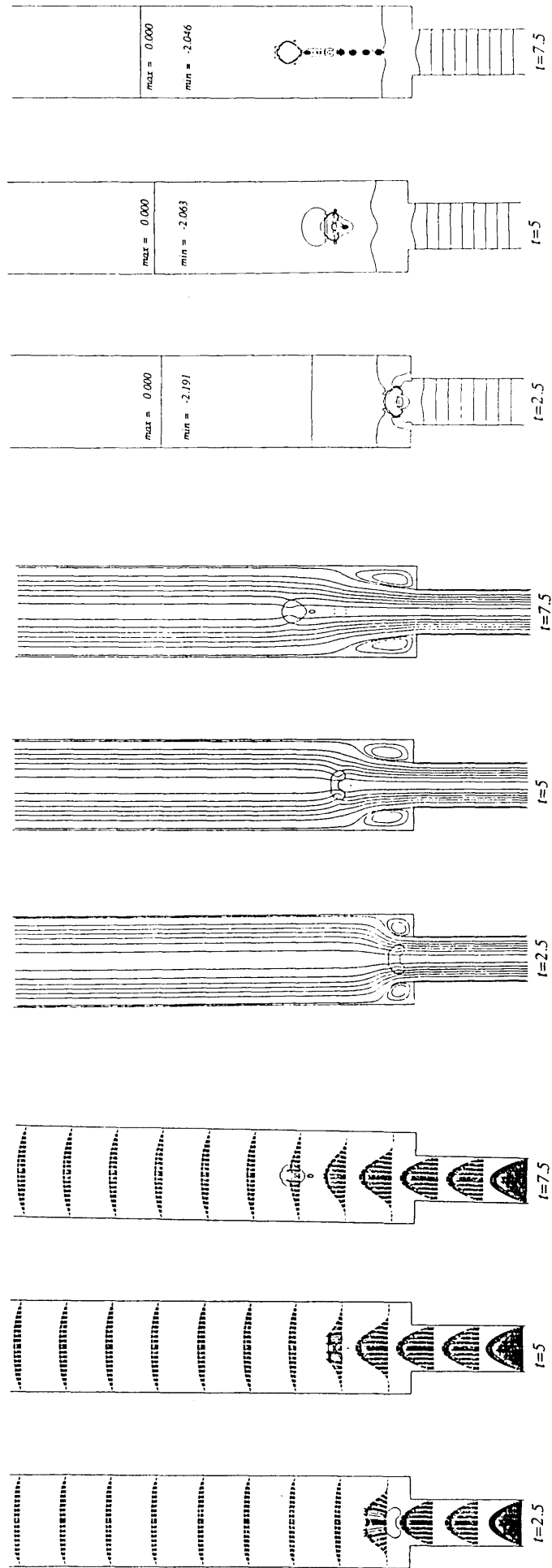


(c) Pressure contours

(b) Stream lines

(a) Velocity vector

図 7. 9 急拡大部における気泡の挙動 (Case 1)



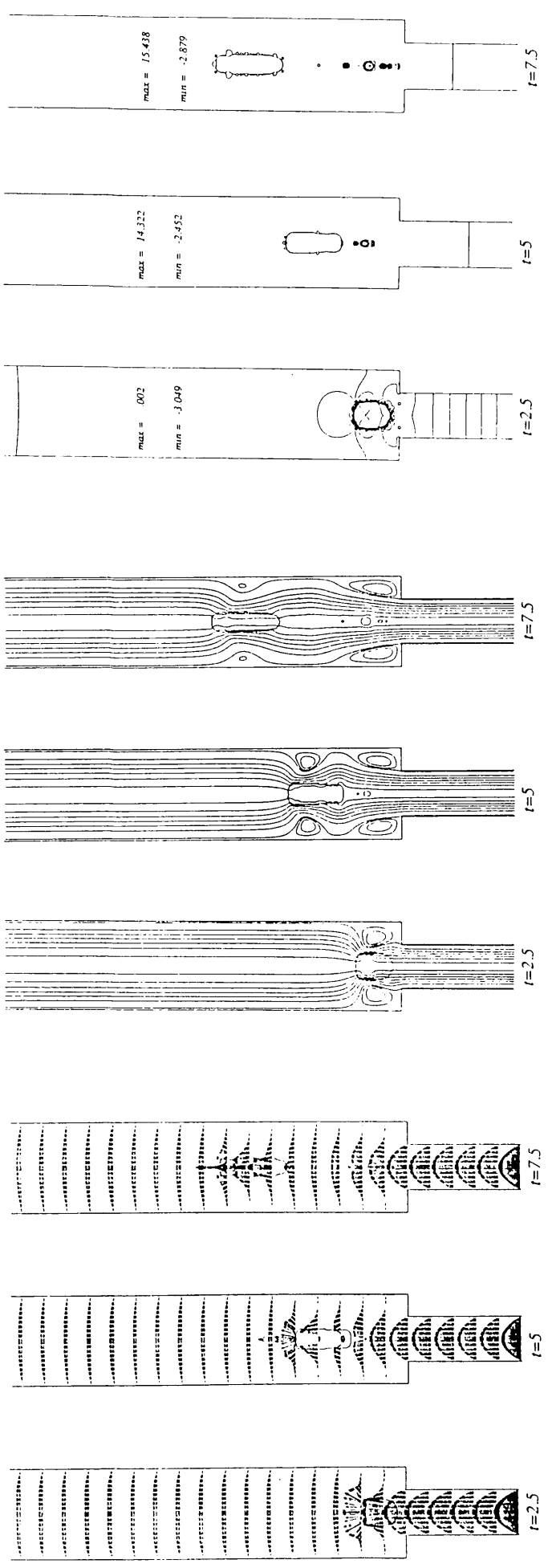
(a) Velocity vector

(b) Stream lines

(c) Pressure contours

図 7. 1 0 急拡大部における気泡の挙動 (Case 2)





(c) Pressure contours

(b) Stream lines

(a) Velocity vector

図 7. 1 1 . 急拡大部におけるスラッグの挙動

## 7. 4 結言

非均質二相流による圧力変動の予測を可能にしていくことを目標に，第1ステップとして，単一気泡の挙動解析を行った。結果，以下のことがわかった。

(1) 下記手法を静止流体中の気泡に適用することにより，気泡の挙動予測が可能となった。

(a) 液体と気体の界面を扱うアルゴリズムとしてVOF法を適用

(b) 支配方程式の有限差分による離散化（計算アルゴリズムとしてMAC法を使用）

NS式の時間微分項：1次のオイラー差分，対流項：QUICKスキーム，  
( それ以外の空間微分項：中心差分を適用 )

(c) CIP法をVOF値の移流方程式に適用

(2) キャピラリチューブ等の急拡大部における流動予測にも上記手法を適用し，従来の単相流について妥当性及び信頼性を確認した。また，気泡流やスラグ流の急拡大部における挙動に適用し，二流体モデルの解析可能の見通しを得た。

なお，本研究では，圧力についてはPoissonの式を適用し，気泡の圧縮性を入れてないが，今後，圧縮性を考慮した計算を行っていく必要がある。また，気泡と液の密度比は10倍程度の計算を行ったが，1000倍程度の大きな密度比についても実施していくことが必要である。

## 第8章 結論

空気調和機の冷媒系騒音には、下記の2つがあり、本研究ではそれらの発生メカニズムと、それらが原因で発生する空冷熱交換器からの放射音のメカニズムを明らかにすることを目的に研究を行った。

(a) 容積式圧縮機による圧力脈動

(b) 絞り部で発生する圧力変動

すなわち、これまでは、解析が発達している応答系での対策を主体に進めてきたやり方を、本研究では、音源と放射面においても解析が可能な方向へ発展させ、システム全体の幅広い改善策を可能にすることにより、音源と放射面を対象とした解析の重要性を明示した。

結論を以下にまとめる。

(1) 圧力脈動による熱交換器からの騒音発生メカニズムと予測

管内の圧力脈動や圧力変動が管長の長い（別の表現では、管表面積の大きい）空冷の熱交換器の壁面を加振して発生する騒音を予測した。管が長い場合、その振動のモーダル密度が極めて大きいため、従来の解析手法である、質量や剛性を離散化するFEM解析の適用が困難となる。そこで、振動のエネルギー流れに着目した統計的エネルギー手法（SEA）を用いて、比較的低周波から10000Hzの高周波までの騒音予測を可能にした。また、熱交換器の管内で二相流が発生すると、圧力脈動の減衰が大きくなることがポイントであること等を示した。

(2) ロータリ圧縮機の圧力脈動の予測

騒音が対象となる高周波領域までの圧力脈動の予測を、主流の圧縮機の一つであるロータリ圧縮機を対象にして検討した。高周波領域まで予測するためには、圧縮機シリンダ出口の吐出弁付近のガス流路を細かく分割した上で（離散パラメータ法）、ガスの質量保存式、運動量保存式及び弁の運動方程式等をたて、それらを連成して解いた。また、弁部からマフラ内に放出された圧力波がマフラ外に放出される場合の音場の解析法として、音響モード解析を適用した。その結果、圧縮機のハウジング内に放出される圧力脈動を良い精度で予測できることを示した。

(3) 絞り部の流動様式の予測と均質二相流冷媒による圧力変動の解析

冷媒回路の主要な絞りであるキャピラリチューブについて、入口の冷媒の状態（既知）から、出口のボイド率、流速や圧力等を数値解析により求め、これらの値から、Govier等の状

態図より、絞り部における流動様式を求めた。さらに、実機を用いて、本予測が有効であることを検証した。

次に、上記方法を用いて、騒音が問題となる非均質二相流を避け得た場合について、すなわち、均質な二相流が絞り部を通過する場合に発生する圧力変動について解析を行った。実際には、DNS、 $k-\varepsilon$ モデルの解析を主要な絞りであるキャピラリチューブと膨張弁に適用し、レイノルズ数が小さい場合はDNS、レイノルズ数が大きい場合は $k-\varepsilon$ モデルを適用することにより、圧力変動に関する解析が可能であること及び低減のための検討手法として有効であることを実証した。ただし、 $k-\varepsilon$ モデルは直接圧力変動を算出できないため、それが可能なLESを試み、実用化の見通しを検討した。また、 $k-\varepsilon$ モデルを用いて最適化した絞りは、10dB以上の低騒音化を達成し、解析法が工学的に有効であることを検証した。

#### (4) 非均質二相流冷媒による圧力変動の発生メカニズム

非均質な二相流が避けられない場合を想定し、それによる圧力変動の発生メカニズムを実験的に究明した。実験では、空気-水系の気液二相流を用いた。結果、均質な二相流は急拡大部における流れの乱れが音源となっているのに対し、非均質な二相流の場合は、気泡が絞りを通る際に発生した気泡の収縮によるパルス的な圧力変動が主要な音源となっていることを定量的に明らかにした。また、このことにより、解析モデルを構築する重要な成果を得ることができた。

#### (5) 非均質二相流冷媒による圧力変動の解析

非均質な二相流によって発生する圧力変動を二流体モデルを用いて解析的に求めることを考え、その第1ステップとして、急拡大管内における液体中の単一気泡の挙動に関して数値解析を行った。VOF関数等を用いて非圧縮性モデルを解析し、気泡形状は文献の実験データと対応すること等を検証し、圧縮性モデルでの解析の礎を築いた。

今後さらに取り組んでいくべき課題には以下のものがある。

- (1) オゾン層破壊防止や地球温暖化対応のため、代替冷媒や自然冷媒が展開されており、それらのために開発される新型熱交換器の諸特性の把握と放射音の予測
- (2) 弁が開くタイミング等における圧力脈動の予測精度の向上と上述の新冷媒用の圧縮機による圧力脈動の予測及び低減
- (3) 実用的な高速計算機によるLESを用いた均質二相流冷媒の圧力変動の直接予測
- (4) 非均質二相流冷媒による圧力変動の予測法の確立

本研究成果を用いることにより，完全ではないけれども，各種空気調和機の冷媒系騒音低減に的確かつ定量的に対応することができるようになった．今後の空気調和機の一層の高性能化，低騒音化に活用されていくことを期待する．同時に，将来の研究の礎石となれば幸いである．

## 謝辞

本論文をまとめるにあたり，終始適切なご指導とご鞭撻を賜りました金沢大学岡島厚教授に深く感謝の意を表します．岡島先生は，小生が金沢大学大学院自然科学研究科の博士課程に入学する以前からも，空気調和機の冷媒流による騒音についてのご指導を頂いており，重ねて謝意を表します．

また，本論文の査読と共に有益なご意見を賜りました金沢大学工学部木村繁男教授，上野久儀教授，高島武教授，そして愛知工業大学工学部中原崇文教授に厚く感謝致します．

本研究の遂行にあたり，金沢大学大学院生の西隆司君，作田淳君，山本英男君，上間健弘君の協力得ました．また，金沢大学工学部機能機械工学科流体情報研究室の方々の多大な御便宜を頂きました．

ここに厚くお礼申し上げます．

## 参考文献

- [1] G. Maidanik, Response of Ribbed Panels to Reverberant Acoustic Fields, Journal of the Acoustic Society in America, Vol.34, No.6, (1962)
- [2] L.L. Beranek, Noise and Vibration Control, McGraw-Hill, (1971)
- [3] 戸川, 有限要素法による振動解析, サイエンス社, (1975)
- [4] 大久保, 機械のモーダルアナリシス, 中央大学出版, (1982)
- [5] 長松, モード解析, 培風館, (1985)
- [6] R.H. Lyon and E. Eicher, Random Vibration of Connected Structures, Journal of the Acoustic Society in America, Vol.36, No.7, (1964)
- [7] R.H. Lyon, Statistical Energy Analysis in Dynamic Systems: Theory and Applications, MIT Press, (1975)
- [8] M.J. Crocker, A.J. Price, Sound Transmission Using Statistical Energy Analysis, Journal of Sound and Vibration, Vol.9, No.3, (1969)
- [9] A.J. Price, M.J. Crocker, Sound Transmission through Double Panels Using Statistical Energy Analysis, Journal of Acoustic Society in America, Vol.47, No.3, (1970)
- [10] E. Szechenyi, Modal Densities and Radiation Efficiencies of Unstiffened Cylinders Using Statistical Methods, Journal of Sound and Vibration, Vol.19, No.7, (1969)
- [11] J.J. Pocha, Acoustic Excitation of Structures Analyzed by the Statistical Energy Method, AIAA Journal, Vol.15, No.2, (1977)
- [12] 横倉, SEA法による大形構造物の固体音伝搬解析, 石川島播磨技報, Vol.18, No.5, (1978)
- [13] Y. Irie, S. Takagi, Structure Borne Noise Transmission in Steel Structure Like a Ship, Inter Noise 78, (1978)
- [14] 福沢ほか, 船内居住区の固体伝搬音の推定, 三菱重工技報, Vol.17, No.4, (1979)
- [15] D.A Bies and S. Hamid, In Situ Determination of Loss and Coupling Loss Factors by the Power Injection Method, Journal of Sound and Vib., Vol.70, No.2, (1980)
- [16] 薦ほか, 多層立体構造物内の振動騒音伝播解析法, 川崎重工技報, Vol.77, (1981)
- [17] 観音ほか, 配管脈動による空冷熱交換器の騒音解析と対策, 配管技術, Vol.37, No.9, (1995)

- [18] T. Kannon et al., Study on Noise from Air-Cooled Heat Exchanger by Compressor Pulsation, MHI Technical Review, Vol.32, No.1, (1995)
- [19] 観音ほか, 管内脈動による空冷熱交換器の騒音発生に関する研究, 機械学会論文集C, Vol.64, No.617, (1998)
- [20] K. Sato and I. Honda, Application of Vibrational Power Measurement to the Piping System in an Air-Conditioner, Inter Noise 88, (1988)
- [21] 阿部ほか, 圧縮機配管系の脈動圧の計算法, 機械学会論文集, Vol.35, No.277, (1969)
- [22] 酒井ほか, 往復動圧縮機配管系の脈動に関する研究, 機械学会論文集, Vol.38, No.309, (1972)
- [23] 葉山ほか, 管路内圧力脈動の共振振幅Ⅰ：単一正弦波入力の場合の共振振幅, 機械学会論文集, Vol.42, No.364, (1976)
- [24] 毛利ほか, 管路内圧力脈動の共振振幅Ⅲ：伝達マトリックスによる一計算, 機械学会論文集, Vol.49, No.439, (1983)
- [25] 柴田ほか, 配管系（立体はり）の振動特性, 機械学会論文集, Vol.29, No.200, (1963)
- [26] 清水ほか, 不規則な多入力励振に対する配管系の応答について, 機械学会論文集, Vol.37, No.299, (1971)
- [27] 吉村ほか, 管内流れによる曲がり管の面内横振動とその安定性, 機械学会論文集, Vol.42, No.353, (1976)
- [28] 原, 気液二相流による水平管の振動, 機械学会論文集, Vol.42, No.360, (1976)
- [29] 葉山ほか, 管内流体振動による配管系の振動応答, 機械学会論文集C, Vol.52, No.476, (1986)
- [30] 樋口（訳）, 往復式圧縮機における板弁の運動理論, 冷凍, Vol.37, No.442, (1962)
- [31] 樋口ほか（訳）, 圧縮機の自動弁の振動について, 冷凍, Vol.39, No.444, (1964)
- [32] 樋口ほか（訳）, 往復圧縮機の自動弁の圧力損失について, 冷凍, Vol.40, No.449, (1965)
- [33] 樋口ほか（訳）, 冷凍機用往復動圧縮機の自動弁の動特性, 冷凍, Vol.42, No.476, (1967)
- [34] J.F.T. MacLaren, A review of simple mathematical models of valves in reciprocating compressors, ASHRAE/ASME (Central Indiana Section), Ray W. Herrick Labs. Compressor Technology Conference, Purdue University, 1972
- [35] 樋口（訳）, 往復圧縮機における脈動流をともなった弁動作の計算, 冷凍, Vol.48, No.518, (1973)



- [36] 樋口 (訳), 往復圧縮機の自動弁の動作に影響をおよぼすファクタとしてのガス圧力脈動  
冷凍, Vol.48, No.548, (1973)
- [37] G.W. Gatecliff, A Digital Simulation of a Reciprocating Hermetic Compressor  
Including Comparisons with Experiment, PhD thesis, The University of Michigan,  
(1969)
- [38] C.A. Brooks, The use of analog simulator studies to reduce or eliminate  
objectionable pulsations in reciprocating compressors and associated piping,  
ASME Paper, Pet-30, (1967)
- [39] W. Brunner, Simulation of a reciprocating compressor on an electronic analog  
computer, ASME Paper, A-146, (1958)
- [40] 川面ほか, 冷凍圧縮機の環状吐出弁の運動, 三菱電機技報, Vol.46, No.3, (1972)
- [41] E. Qvale, W. Sodel, Problem Areas in Mathematical Modeling and Simulation of  
Refrigeration Compressors, ASHRAE Trans. Vol.78, Part1, (1972)
- [42] J.P. Elson, W. Sodel, Simulation of the Interaction on Compressor Valves with  
Acoustic Back Pressures in Long Discharge Lines, Journal of Sound and Vibration,  
Vol.34, No.2, (1974)
- [43] J.P. Elson, Gass Pressure Oscillations and Ring Valve Simulation Techniques  
for the Compressor, PhD thesis, Purdue University, (1972)
- [44] 樋口 (訳), 冷凍圧縮機の数学モデル化とシミュレーション, 冷凍, Vol.50, No.571,  
(1975)
- [45] 高田ほか (訳), 高速圧縮機弁の音と振動の研究(1), 冷凍, Vol.46, No.523, (1971)
- [46] 高田ほか (訳), 高速圧縮機弁の音と振動の研究(2), 冷凍, Vol.46, No.525, (1971)
- [47] 高田ほか (訳), 圧縮機用リード弁の応力と振動の解析(1), 冷凍, Vol.47, No.538,  
(1972)
- [48] 高田ほか (訳), 圧縮機用リード弁の応力と振動の解析(2), 冷凍, Vol.47, No.539,  
(1972)
- [49] T.J. Trella, W. Sodel, Sound Radiation from a Reciprocating Compressor-Orifice  
without Valve, JASA, Vol.49, No.6, (1971), p1722
- [50] 杉山ほか (訳), 圧縮機リング弁の光弾性応力解析と動的シミュレーション(2), 冷凍,  
Vol.48, No.548, (1973)

- [51] 杉山ほか (訳), 圧縮機リング弁の光弾性応力解析と動的シミュレーション(3), 冷凍, Vol.48, No.549, (1973)
- [52] 樋口 (訳), 往復圧縮機吐出弁の振動的音響的な動作の計算機シミュレーション(1), 冷凍, Vol.51, No.586, (1976)
- [53] 樋口 (訳), 往復圧縮機吐出弁の振動的音響的な動作の計算機シミュレーション(2), 冷凍, Vol.51, No.587, (1976)
- [54] 樋口 (訳), 往復圧縮機吐出弁の振動的音響的な動作の計算機シミュレーション(3), 冷凍, Vol.51, No.589, (1976)
- [55] 信太 (訳), 容積形冷媒圧縮機の温度と音のシミュレーション, 冷凍, Vol.54, No.624 (1979)
- [56] 樋口 (訳), 圧縮機リード弁の流量依存非線形をシミュレートするための一般的手法, 冷凍Vol.53, No.608, (1978)
- [57] D.A. Coates, Design Technique for Performance Optimization of a Small Rotary-Vane Compressor, PhD thesis, Purdue University, (1970)
- [58] 清水ほか, 回転圧縮機の圧力変化特性についての一考察, 冷凍, Vol.50, No.573, (1975)
- [59] 岡山ほか, ロータリ機圧縮機のピストンの挙動, 冷凍, Vol.50, No.571, (1975)
- [60] 清水ほか, 回転圧縮機の容積効率について, 冷凍, Vol.50, No.576, (1975)
- [61] 清水, 空調用回転圧縮機の回転ピストンの摩擦損, 冷凍, Vol.51, No.589, (1976)
- [62] V. Mason, Some Experiment on the Propagation of Sound Along a Cylindrical Duct Containing, Journal of Sound and Vibration, Vol.10, No.2, (1969)
- [63] 加川ほか, 断面が変化する円筒空洞音響フィルタの有限要素シミュレーション, 音響学会論文集, (1974)
- [64] G.R. Doyle, Three-Dimensional Finite Element Acoustic Pressure Analysis with Coupled Impedance, ASME Bound Volume 100.143, (1981)
- [65] A.F. Seybert, Statistical Analysis of Modal Damping Estimate, Inter Noise 82, (1982)
- [66] 毛利ほか, 管内圧力脈動の共振振幅, 機械学会論文集, Vol.49, No.439, (1983)
- [67] 田中ほか, 気流を考慮した膨張形消音器の3次元有限要素解析, 機械学会論文集, Vol.51, No.464, (1983)

- [68] J. A. Cafeo and M.W. Trethewey, An Experimental Acoustic Modal Analysis Technique for the Evaluation of Cavity Characteristics, Inter Noise 84, (1984)
- [69] 田中ほか, 境界要素法による二次元音場の解析, 機械学会論文集, Vol.50, No.460, (1984)
- [70] 高木ほか, 高圧力脈動下のマフラ性能に関する解析法, 三菱重工技報, Vol.22, No.1, (1985)
- [71] R. Shigh, Experimental Acoustic Modal Analysis, NOISE-CON85, Ohio State University, (1985)
- [72] G.R. Doyle et al. Three-Dimensional, Finite Element, Acoustic Modal Analysis, Inter Noise 88, (1988)
- [73] T. Kannon, Estimation of Acoustic Pressures of a Complex Muffler Using Three-Dimensional Acoustic Modal Analysis, Inter Noise 88, (1988)
- [74] 観音, 空調用圧縮機の弁音の解析, 三菱重工技報, Vol.25, No.2, (1988)
- [75] 観音, ロータリ圧縮機の弁音の解析, 機械学会論文集C, Vol.60, No.570, (199
- [76] 日本機械学会編, 気液二相流技術ハンドブック, コロナ社, (1989)
- [77] J.E. Meyer, Conservation Laws in One-Dimensional Hydrodynamics, Betties Technical Review, WAPD-BT-20, Westinghouse Electric Company, (1960)
- [78] S.G. Bankoff, A Variable Density Single-Fluid Model for Two-Phase Flow with Particular Reference to Steam-Water Flow, Trans, ASME, Ser, C, J. Heat Transfer, Vol.82, No.4, (1960)
- [79] S. Revy, Stream Slip-Theoretical Prediction from Momentum Model, Trans, ASME, Ser, C, J. Heat Transfer, Vol.82, No.2, (1960)
- [80] S.Y. Ahmad, Axial Distribution of Bulk Temperature and Void Fraction in a Heated Channel with Inlet Subcool, Trans, ASME, Ser, C, Vol.92, No.4, (1970)
- [81] S. Revy, Forced Convection Subcooled Boiling-Prediction of Vapor Volumetric Fraction, GEAP-5157, General Electric Company, (1966)
- [82] N. Zuber et al., Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling and Saturated Boiling Systems, Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Chicago, (1966)
- [83] 小笠原, 二相流臨界流量の理論(第1報, 音速との関係および等音速流の解析), 機械学会論文集, Vol.31, No.225, (1965)

- [84] 小笠原, 二相流臨界流量の理論 (第 2 報, 「固有値法」の検討および臨界流のすべり比に関する一方法), 機械学会論文集, Vol. 32, No. 240, (1966)
- [85] 小笠原, 二相流臨界流量の理論 (第 3 報, すべり比を含めた臨界条件), 機械学会論文集, Vol. 34, No. 267, (1968)
- [86] 小笠原, 二相流臨界流量の理論 (第 4 報, 長流路からの飽和水の流出実験), 機械学会論文集, Vol. 34, No. 267, (1968)
- [87] Ishii et al., Liquid Transfer and Entrainment Correlation for Droplet-Annular Flow, Proc. 7th Int. Heat Transfer Conf., Munich, Paper TF20, (1982)
- [88] 日本原子力学会, 原子炉における熱流動数値解析の現状 (Ⅲ), (1988)
- [89] 日本原子力学会編, 気液二相流の数値解析, 朝倉書店, (1993)
- [90] 数土ほか, 圧縮性二相臨界流の解析 (第 1 報, 臨界流の発生原理), 機械学会論文集, Vol. 41, No. 342, (1975)
- [91] 原, 気液二相流による水平管の振動, 機械学会論文集, Vol. 42, No. 360, (1976)
- [92] 深野ほか, スラグ流の非定常現象に関する研究 (第 1 報, 急成長を伴う上昇中の気体スラグの挙動), 機械学会論文集 B, Vol. 45, No. 398, (1979)
- [93] 平松ほか, 二相流により励起された垂直 U 字配管の振動解析, 機械学会論文集 B, Vol. 50, No. 458, (1984)
- [94] 坂口ほか, 水平管における過渡液体スラグによる衝撃力 (第 2 報, 理論的研究), 機械学会論文集 B, Vol. 51, No. 465, (1985)
- [95] 植田ほか, 垂直管内気液混合物の液面上昇, 機械学会論文集 B, Vol. 58, No. 547, (1992)
- [96] 高比良ほか, 液体中での気泡群の力学 (第 1 報, 理論解析), 機械学会論文集 B, Vol. 58, No. 548, (1992)
- [97] 高比良ほか, 液体中での気泡群の力学 (第 2 報, 数値解析), 機械学会論文集 B, Vol. 58, No. 548, (1992)
- [98] 世古田ほか, 細管内垂直上昇気液二相流における液体塊速度に関する研究, 機械学会論文集 B, Vol. 58, No. 549, (1992)
- [99] 土方ほか, 管内高速二相流に関する研究, 機械学会論文集 B, Vol. 51, No. 463, (1985)
- [100] 佐田富ほか, オリフィスを通過する気液二相流の差圧特性, 機械学会論文集 B, Vol. 55, No. 509, (1989)

- [101] 観音ほか, 管内気液二相冷媒流の発生音の予測と低減, 三菱重工技報, Vol.26, No.3, (1991)
- [102] T. Kannon et al., Study on Noises by Two-Phase Flow of R-22 in Air-Conditioner, 1st ASME/JSME Fluids Engineering Conference, (1991)
- [103] 吉川ほか, キャピラリチューブ出口の騒音低減の研究, 機械学会第71期通常総会講演論文集(Ⅲ), (1994)
- [104] 吉川ほか, キャピラリチューブ出口における冷媒流動音低減の研究(気液二相流と騒音発生について), 日本機械学会論文集B, Vol.61, No.584, (1995)
- [105] 梅田ほか, 絞りに起因する気液二相流の流動音, 機械学会第70期通常総会講演論文集(Vol.C), (1992)
- [106] 梅田ほか, 単一大気泡が絞りを通過するときの気液二相流の流動音(第1報, 空気-水系気液二相流による実験的研究), 機械学会論文集B, Vol.60, No.574, (1994)
- [107] 梅田ほか, 膨張弁に起因する冷媒気液二相流の流動音の低減, 機械学会論文集B, Vol.59, No.557, (1993)
- [108] 吉川ほか, 冷房装置の膨張電磁弁出口の冷媒流動音の研究, 機械学会第73期通常総会講演論文集(Ⅲ), (1996)
- [109] 岡島ほか, 長方形断面柱まわりの流れの数値解析, 機械学会論文集B, Vol.56, No.522, (1990)
- [110] 岡島ほか, 細長い長方形断面柱のストローハル数と背圧係数, 機械学会論文集B, Vol.56, No.523, (1990)
- [111] 岡島, 数値流体力学の風工学への応用, 土木学会論文集I, Proceedings of JSCE, No.446/I-19, (1992)
- [112] A. Okajima et al., Numerical Simulation of Laminar and Turbulent Flow around Rectangular Cylinders, the IV-ICCCBE '91 Conference Proceeding, (1991)
- [113] 坂上ほか, 配管系における非圧縮性粘性流の解析, 機械学会論文集B, Vol.57, No.540, (1991)
- [114] 本田ほか, 3次元立方体キャビティ内流れの数値解析, 機械学会論文集B, Vol.57, No.540, (1991)
- [115] 松本ほか, 曲線座標格子を用いた非圧縮性粘性流の対流差分解法, 機械学会論文集B, Vol.57, No.540, (1991)

- [116] E. Razinsky and J.A. Brighton, Confined Jet Mixing for Nonseparating Conditions, Journal of Basic Engineering, Trans. of the ASME, Vol.93, (1971)
- [117] J.T. Exley and J.A. Brighton, Flow Separation and Reattachment in Confined Jet Mixing, Journal of Basic Engineering, Trans. of the ASME, Vol.93, (1971)
- [118] L.F. Moon and G. Rudinger, Velocity Distribution in an Abruptly Expanding Circular Duct, Journal of Fluids Engineering, Trans. of the ASME, Vol.99, (1977)
- [119] James E. Drewry, Fluid Dynamic Characterization of Sudden-Expansion Ramjet Combustor, Flowfields, AIAA Journal, Vol.16, No.4, (1978)
- [120] G.Y. Yoo and R.M.C. So, Variable density effect on axisymmetric sudden-expansion flow, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol.32, No.1, (1989)
- [121] K.C Chang, C.S. Chen and C.I. Uang, A Hybrid  $k-\epsilon$  Turbulence Model of Recirculating Flow, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Vol.12, (1991)
- [122] A. Okajima et al., Numerical and Experimental Studies on Flows through an Expansion Valve and a Sudden-Expansion Pipe, 3rd JSME-KSME Fluids Engineering Conference, (1994)
- [123] 森西ほか, バックステップ流れにおける剥離域の乱流構造, 機械学会論文集B, Vol.58, No.553, (1992)
- [124] 富樫ほか, 一般座標系を用いた円管内乱流のLES, 第7回数値流体力学シンポジウム講演会論文集, (1993)
- [125] 竹末ほか, LESによる円形噴流の数値シミュレーション, 第5回数値流体力学シンポジウム講演会論文集, (1991)
- [126] F.H. Harlow and J.E. Welch, Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluid with Free Surface, Phys. Fluids, Vol.8, (1965)
- [127] C.W. Hirt and B.D. Nichols, Volume of Fluid(VOF) Method for the Dynamics of Free Boundaries, J. Comp. Phys., Vol.39, (1981)
- [128] J.R. Grace, Shapes and Velocities of Bubbles Rising in Infinite Liquids, Trans. Inst. Chem. Eng., Vol.51, (1973)
- [129] 観音, 絞りに起因するスラグ流による騒音の実験的研究, 機械学会論文集B, Vol.63, No.611, (1997)
- [130] 観音ほか, 家庭用エアコンの加振力, 騒音制御, Vol.16, No.4, (1992)

- [131] 観音ほか, ルームエアコンの低騒音化技術, 三菱重工技報, Vol.35, No.2, (1998)
- [132] 観音, 空調機器における流体騒音の低減技術, 機械学会東海支部・関西支部合同企画第27会座談会, (1994)
- [133] 観音ほか, 空調機の加振力対策と低騒音化技術, 応用技術出版, 空調技術, Vol.1, (1992)
- [134] T. Kannon, Sound Power Determination by Intensity Measurements for Air-Conditioning Equipment, Inter Noise 94, (1994)
- [135] 観音ほか, 家電機器騒音のJIS と国際規格の動向, 騒音制御, Vol.19, No.5, (1995)
- [136] M. Kato and B.E. Launder, 9th Sympo. on Turbulent Shear Flows, Kyoto, (1993)
- [137] 岡島ほか, 流体中の単一気泡挙動の数値解析に関する研究, 機械学会北陸支部第35期総会・講演会講演論文集, 福井市, (1998)
- [138] 西原ほか, MAC法による単一気泡挙動の数値解析, 機械学会論文集B, Vol.60, No.575, (1994)
- [139] M. Sussman, P. Smereka and S. Osher, A Level Set Approach for Computing Solutions to Incompressible Two-Phase Flow, J. Comput. Phys., Vol.114, (1993)

